II 20044

BIBL. CENTR. UNIV.
„M. EMINESCU"
FIZICĂ
II-20.044

Erzilia LOZNEANU

Fizică nucleară

135418
B.C.U. - IASI

UNIVERSITATEA "ALEXANDRU IOAN CUZA"
IAŞI - 2003

Referenți științifici:

Prof. dr. Mihai TOMA

Conf. dr. Dumitru ALEXANDROAEI

Lect. dr. Dan MIHĂILESCU

PREFAȚĂ

Fizica nucleară se ocupă cu studiul proprietăților și a interacțiunilor nucleelor. Rezultatele descoperirilor din acest domeniu au avut și continuă să aibă o influență profundă asupra cercetării din multe domenii ale științei precum și asupra evenimentelor de fiecare zi. De exemplu, radioactivitatea are aplicații în domenii foarte diferite cum ar fi medicina (unde radioizotopii sunt folosiți în mod curent pentru diagnosticarea și terapia unor boli) și tehnica (unde se fac măsurători de grosime și densitate cu ajutorul radiațiilor nucleare). Utilizarea izotopilor radioactivi ca trasori în investigațiile biochimice ale structurilor moleculare complicate a contribuit la accelerarea progresului cunoașterii în acest domeniu. Rezonanța magnetică nucleară este utilizată atât pentru studiul structurii moleculelor cât și în medicină.

Studiul reacțiilor nucleare ne-a arătat modul în care se produce energia în stele și cum au fost sintetizate elementele printr-o multitudine de procese nucleare posibile în diferite stadii de evoluție a stelelor. Experimente de laborator ne-au furnizat informații care sunt utilizate în prezent pentru a determina temperatura din centrul Soarelui. Reacțiile nucleare sunt utilizate pentru descoperirea petrolului și pentru determinarea conținutului mineral al rocilor. Probleme de drept și probleme de istorie au fost rezolvate în urma unor măsurători de radioactivitate ale probelor.

Reactorii de fisiune produc în prezent o cantitate mare de energie electrică și vor asigura în viitor, într-o măsură tot mai mare, energia necesară omenirii. Se speră că se vor găsi soluții pentru generarea energiei în reactorii de fuziune nucleară care vor utiliza drept combustibil deuteriul din apa mărilor și oceanelor.

Pentru înțelegerea celor menționate mai sus sunt necesare cunoștințe referitoare la structura nucleului atomic, forma și dimensiunile acestuia, transformările pe care le pot suferi nucleele atât în mod natural cât și în urma bombardării lor cu particule sau cu nuclee mai ușoare având energie cinetică mare. Pentru obținerea unor astfel de informații sunt necesare instrumente specifice și metode de cercetare laborioase. Cursul de față își propune să ofere cititorilor noțiunile necesare în acest sens și să-i învețe să utilizeze aceste noțiuni în rezolvarea unor probleme concrete.

Cursul se adresează studenților de la toate specializările din cadrul Facultății de Fizică.

Conținutul cursului este structurat pe 10 capitole. Primul capitol cuprinde o prezentare a proprietăților generale ale nucleului atomic. Al doilea capitol prezintă fenomenul care a dus la descoperirea structurii nucleului atomic - radioactivitatea. Următoarele două capitole se ocupă de detecția radiațiilor emise de nucleu și studiul proprietăților acestora. Cum toți detectorii de radiații se bazează pe interacțiunea radiațiilor cu substanța în capitolul IV sunt prezentate acele procese de interacțiune a radiațiilor cu substanța care stau la baza funcționării detectorilor de radiații prezentați în capitolul V. Am insistat pe descrierea principiului de funcționare a detectorilor mai larg utilizați și nu am prezentat detectorii utilizați în special în fizica energiilor înalte care vor fi prezentați în cadrul unui capitol dedicat particulelor elementare. Capitolele VI și VII cuprind modele nucleare și forțe nucleare. Tratarea acestor subiecte este mai mult fenomenologică deoarece o tratare cantitativă riguroasă depășește cerințele unui curs de fizică generală. Capitolul VIII are ca subiect reacțiile nucleare. Acestea sunt analizate din punct de vedere cinematic, pe baza legilor de conservare generale și a celor specifice interacțiunilor nucleare, cât și din punctul de vedere al mecanismelor prin care acestea se realizează. În același capitol sunt prezentate diferite tipuri de reacții evidențiindu-se acele reacții care au o importanță deosebită. Printre acestea se numără și reacțiile prin care s-a descoperit radioactivitatea artificială, reacții de activare și reacții ce conduc la obținerea elementelor transuraniene. Următorul capitol analizează fiecare din cele trei tipuri de radioactivitate naturală: alfa, beta și gama. Capitolul IX prezintă două reacții nucleare generatoare de energie: fisiunea și fuziunea nucleară. Ultimul capitol conține o prezentare succintă a principiului de funcționare a acceleratorilor de particule, instrumente care au permis obținerea de proiectile cu energie suficient de mare pentru a pătrunde în nucleu și a ne furniza informații despre structura și proprietățile acestuia.

Fizica nucleară este un domeniu foarte vast și deosebit de frumos. Prin cele cuprinse în acest curs am încercat să conving studenții de acest lucru și să le formez în același timp un mod de analiză logică a unor rezultate experimentale și teoretice.

Mulțumesc membrilor Comisiei de analiză a manuscrisului, Prof. dr. Mihai Toma, Conf. dr. Dumitru Alexandroaei și Lect. dr. Dan Mihăilescu, pentru observațiile și sugestiile făcute. Mulțumesc colegilor, Lect. dr. Sebastian Popescu și Lect. dr. Dan Dimitriu pentru citirea atentă a manuscrisului și pentru observațiile făcute. De asemenea, mulțumesc d-nei Geta Hatman pentru dactilografierea materialului iar d-rei Rodica Aldea îi mulțumesc atât pentru dactilografierea materialului cât și pentru efectuarea figurilor.

Autoarea

CUPRINS

PREFAȚĂ

Capitolul 1: CARACTERISTICI GENERALE ALE NUCLEULUI ATOMIC

1.1 Introducere 1
1.2 Structura nucleului atomic 1
1.3 Sarcina nucleului atomic 3
1.4 Masa nucleului atomic 5
1.5 Stabilitatea nucleelor 7
1.6 Raza nucleului atomic 10
1.7 Momente cinetice și magnetice nucleare. Structura hiperfină a spectrelor .. 12
1.8 Metoda Stern – Gerlach de determinare a momentelor magnetice nucleare 17
1.9 Metoda rezonanței magnetice nucleare 18
1.9.1 Despicarea Zeeman a nivelelor de structură hiperfină 19
1.9.2 Metoda Rabi 22
1.9.3 Metodele Bloch și Purcell 23
1.9.4 Realizarea experimentală a rezonanței magnetice nucleare pentru probe în stare lichidă sau solidă 33
1.9.5 Aplicații ale rezonanței magnetice nucleare în biofizică și fizică medical 35
Întrebări 43
Anexa 1.1 44
Anexa 1.2 45

Capitolul 2: RADIOACTIVITATEA

2.1 Introducere 50
2.2 Tipuri de radioactivitate 50
2.3 Legile dezintegrării radioactive 53
2.4 Metode de măsurare a activității 54
2.5 Metode de determinare a constantei de dezintegrare, timpului de înjumătățire și a timpului mediu de viață 56
2.6 Transformări radioactive succesive. Familii radioactive 58
2.7 Datarea cu ajutorul izotopilor radioactivi 63

Întrebări 65
Anexa 2.1 66
Anexa 2.2 67
Anexa 2.3 68
Anexa 2.4 69
Anexa 2.5 70

Capitolul 3: INTERACȚIUNEA RADIAȚIILOR NUCLEARE CU SUBSTANȚA

3.1 Introducere 71
3.2 Interacțiunea particulelor încărcate cu substanța 72
3.2.1 Împrăștierea coulombiană multiplă 72
3.2.2 Ionizarea și excitarea 74
3.2.3 Anihilarea electron-pozitron 78
3.3 Interacțiunea radiațiilor gama cu substanța 79
3.4 Interacțiunea neutronilor cu substanța 84
3.5 Interacțiunea radiațiilor cu substanța vie 86
Întrebări 90
Anexa 3.1 91
Anexa 3.2 92

Capitolul 4: DETECȚIA RADIAȚIILOR NUCLEARE

4.1 Introducere 93
4.2 Detectori bazați pe culegerea sarcinilor produse de radiațiile ionizante în gaze 93
4.2.1 Camera de ionizare 94
4.2.2 Multiplicarea sarcinilor în gaz 99
4.2.3 Contorul proporțional 101
4.2.4 Contorul Geiger – Mueller 105
4.3 Contorul cu scintilație 112
4.3.1 Scintilatorul 113
4.3.2 Fotomultiplicatorul 118
4.4 Spectrometria radiațiilor gama cu ajutorul contorilor cu scintilație 120
4.4.1 Interacțiunea radiațiilor gama cu substanța scintilatorului 120
4.4.2 Funcțiile răspuns 122
4.4.3 Caracteristicile spectrometrelor gama cu scintilație 126

4.4.4 Determinarea ariei vârfului 126
4.5 Spectrometrie electronică cu scintilatori 127
4.6 Detectori cu semiconductori. Dioda cu siliciu 128
4.6.1 Interacțiunea radiațiilor ionizante cu materialele semiconductoare 128
4.6.2 Joncțiunea p-n 129
4.6.3 Polarizarea inversă a joncțiunii 131
4.6.4 Caracteristicile de lucru ale diodei cu siliciu 134
4.6.5 Aplicații ale detectorilor cu diodă de siliciu 137
4.7 Detectori cu germaniu pentru radiații gama 138
4.7.1 Caracteristicile de lucru ale detectorului cu germaniu 139
4.7.2 Spectrometria radiațiilor gama cu detectori cu germaniu 140
4.8 Detectori cu urme 144
4.8.1 Emulsia nucleară 144
4.8.2 Camerele cu ceață 151
Întrebări 154

Capitolul 5: MODELE NUCLEARE

5.1 Introducere 155
5.2 Modelul picătură al nucleului 155
5.3 Succese ale modelului picătură al nucleului 158
5.4 Modelul păturilor nucleare 161
5.4.1 Rezultate experimentale care au condus la elaborarea modelului păturilor nucleare 162
5.4.2 Ideile de bază ale modelului păturilor nucleare 164
5.4.3. Schema completării păturilor nucleare 166
5.5 Succese ale modelului uniparticulă 171
5.6 Modelul unificat al nucleului 183
Întrebări 184
Anexa 5.1 185
Anexa 5.2 188

Capitolul 6: FORȚE NUCLEARE

6.1 Introducere 189
6.2 Deuteronul 189
6.3 Împrăștierea elastică neutron-proton la energii mici 195

6.4 Dependența de spin a forțelor nucleare 199
6.5 Împrăștierea proton-proton la energii mici 204
6.6 Independența de sarcină a forțelor nucleare. Izospinul 206
6.7 Caracterul necentral al forțelor nucleare 209
6.8 Proprietatea de schimb a forțelor nucleare 210
Întrebări 213
Anexa 6.1 214

Capitolul 7: REACȚII NUCLEARE

7.1 Introducere 220
7.2 Legi de conservare în reacțiile nucleare 221
7.2.1 Conservarea sarcinii electrice și a numărului de nucleoni 221
7.2.2 Conservarea energiei totale și a impulsului 222
7.2.3 Conservarea momentului cinetic și a parității 225
7.2.4 Conservarea izospinului 227
7.3 Secțiunea eficace de reacție 228
7.3.1 Secțiunea eficace totală 228
7.3.2 Secțiunea eficace diferențială 231
7.3.3 Secțiunea eficace dublu diferențială 232
7.3.4 Secțiunea eficace geometrică și secțiunea eficace absolută 232
7.3.5 Secțiunea eficace și probabilitatea de tranziție 234
7.4 Mecanisme de reacție 238
7.4.1 Mecanismul nucleului compus 239
7.4.2 Mecanismul reacțiilor directe 248
7.5 Tipuri de reacții nucleare 256
7.5.1 Reacții produse de particule încărcate ușoare 256
7.5.2 Reacții produse de ioni grei 261
7.5.3 Reacții produse de neutroni 263
7.5.4 Reacții produse de fotoni gama 264
7.6 Radioactivitatea artificială 265
7.7 Elemente transuraniene 270
Întrebări 274

Capitolul 8: TIPURI DE DEZINTEGRĂRI

8.1 Introducere 276
8.2 Dezintegrarea alfa 276

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI
FIZICĂ

8.2.1 Elemente de teoria dezintegrării alfa 282
8.3 Dezintegrarea beta 288
8.3.1 Condiții de realizare a dezintegrării beta 288
8.3.2 Spectrul energetic al radiațiilor beta 290
8.3.3 Elemente de teoria dezintegrării beta 291
8.3.4 Verificarea experimentală a teoriei Fermi 295
8.3.5 Reguli de selecție în dezintegrarea beta 297
8.3.6 Neutrinul 299
8.3.7 Dezintegrarea beta dublă 300
8.3.8 Neconservarea parității în dezintegrarea beta 301
8.4 Emisia gama 304
Întrebări 310
Anexa 8.1 312

Capitolul 9: FISIUNEA ȘI FUZIUNEA NUCLEARĂ

9.1 Introducere 314
9.2 Fisiunea nucleară 315
9.2.1 Distribuția fragmentelor de fisiune 316
9.2.2 Teoria elementară a fisiunii 317
9.2.3 Fisiunea în lanț. Reactorul de fisiune 323
9.3 Fuziunea nucleară 332
9.3.1 Reacții de fuziune 333
9.3.2 Secțiunea eficace a reacțiilor de fuziune 334
9.3.3 Reacții auto-întreținute 336
9.3.4 Pierderi de energie din reactor 339
9.3.5 Echilibrul energetic în plasma termonucleară 343
9.3.6 Fuziunea termonucleară în Soare 348
Întrebări 354

Capitolul 10: ACCELERATORI DE PARTICULE

10.1 Introducere 355
10.2 Betatronul 356
10.2.1 Principiul de funcționare 356
10.2.2 Stabilitatea orbitei în betatron 358
10.2.3 Injectarea particulelor în betatron 363
10.2.4 Folosirea fasciculelor de electroni accelerați 363

10.2.5 Inducția câmpului magnetic 364
10.3 Ciclotronul 365
10.3.1 Principiul de funcționare al ciclotronului 365
10.3.2 Stabilitatea orbitei în ciclotron 367
10.4 Sincrociclotronul 368
10.5 Sincrotronul 370
10.5.1 Sincrotronul pentru electroni 371
10.5.2 Stabilitatea de fază a orbitei în sincrotron 372
10.5.3 Injecția și extracția fasciculului accelerat 374
10.5.4 Sincrotronul de protoni cu focalizare slabă 374
10.5.5 Sincrotronul cu focalizare puternică 375
10.6 Acceleratori liniari 376
10.6.1 Multiplicatorul de tensiune Cockroft-Walton 377
10.6.2 Acceleratorul Van de Graaff 377
10.6.3 Acceleratorul liniar cu tensiune alternativă 378
10.7 Metoda fasciculelor încrucișate 380
Întrebări 382
Bibliografie 384
Anexa 388

Hadronii: clasific, struct de quarki a hadron

1

CARACTERISTICI GENERALE ALE NUCLEULUI ATOMIC

1.1 Introducere

Unul dintre cele mai importante obiective ale cercetării, în domeniul fizicii, a fost și este studiul structurii materiei și a modului în care aceasta se poate diviza în componente din ce în ce mai mici. Problema structurii materiei s-a pus din cele mai vechi timpuri, căutându-se elementele fundamentale cu ajutorul cărora să poată fi constituite toate corpurile și sistemele de corpuri și ale căror caracteristici să explice proprietățile corpurilor și fenomenelor fizice cunoscute. În funcție de gradul de cunoaștere, s-au considerat elementare corpuri de diferite dimensiuni. Trecerea de la un nivel de structură la altul mai profund, implică elemente de structură de dimensiuni mai mici cât și energii de legătură mai mari între aceste elemente.

1.2 Structura nucleului atomic

Experimentele de împrăștiere a particulelor alfa pe foițe subțiri din aur și studiul spectrelor optice a condus, acum un secol, la noțiunea de atom, a cărui structură a fost imaginată ca fiind asemănătoare cu cea a sistemului solar: un miez încărcat electric pozitiv iar pe orbite de diferite forme s-ar mișca electroni al căror număr trebuie fie astfel încât să compenseze sarcina pozitivă a nucleului, deoarece atomul este neutru din punct de vedere electric. Emisia

discretă a energiei din atom - structura de linii a spectrelor - a impus cuantificarea mișcării electronilor în atom.

Cam în aceeași perioadă, descoperirea radioactivității a condus la ideea că nucleul la rândul lui ar trebui să aibă o structură. Un prim model presupunea că nucleul oricărui element este format din nuclee ale celui mai ușor element - hidrogenul (nuclelul de hidrogen a fost denumit proton). Din punct de vedere al masei nucleului (care se măsura în mase de hidrogen considerate la acel timp drept unitate de masă) modelul era satisfăcător dar s-a constatat că sarcina nucleului este cam jumătate din cea corespunzătoare numărului de protoni din nucleu. S-a admis că în nucleu ar exista, pe lângă protoni, și electroni care să neutralizeze un număr de sarcini pozitive (protonice). Notând cu *A numărul de masă* al nucleului (egal cu numărul de protoni) și cu Z numărul de sarcini elementare pozitive ale nucleului (egal cu numărul de electroni pe orbitele atomice), în nucleu ar exista: A protoni + (A - Z) electroni. Deci masa nucleului ar fi: $M = Am_H$ (neglijând masa electronului în comparație cu cea a protonului), iar sarcina: $Q = Ze$. Z a fost numit *număr atomic*. Acest model a fost numit *modelul protono-electronic* al nucleului. Experimental, s-a determinat spinul electronului și apoi al protonului găsindu-se $s = (1/2)\hbar$. Determinarea experimentală a spinilor nucleari a pus în evidență unele deficiențe ale modelului. O situație ce a condus la multe discuții a fost valoarea spinului nucleului ^{14}N care are $A = 14$ și $Z = 7$. Experimental s-a obținut o valoare întreagă pentru spin, ($I = 1\hbar$), iar, în conformitate cu acest model, în nucleu existând 21(= 14 + 7) particule cu spinul 1/2, spinul nucleului ar trebui să fie semi-întreg. În general, experimentele au pus în evidență valori întregi pentru spinii nucleelor cu A par și semiântregi pentru spinii nucleelor cu A impar. Această neconcordanță între experiment și model din cazul ^{14}N a stârnit vii discuții și a rămas în fizică sub denumirea de "*catastrofa azotului*". Problema a fost rezolvată de către *Heisenberg* și, independent, de către *Ivanenco*, după descoperirea neutronului de către *Chadwick* în 1932. Ei au propus un nou model numit *modelul protono-neutronic al nucleului*. În conformitate cu acest model, un nucleu ar fi constituit din Z protoni și (A - Z) neutroni și ca urmare masa nucleului s-ar scrie sub forma

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n$$

Deoarece masa neutronului este aproximativ egală cu a protonului, $m_n \cong m_p$, se poate scrie masa nucleului sub forma

$$M = [Z + (A - Z)]m_p = Am_p$$

iar sarcina electrică va fi dată de cei Z protoni . Acest model explică satisfăcător proprietătile nucleelor cunoscute până în prezent.

Nucleul unui anumit atom, deci pentru care sunt specificați Z și A se numește *nuclid*.

În funcție de numărul de protoni și neutroni, nucleele pot fi grupate în:

-*izotopi* ce reprezintă nuclee care au același număr atomic Z și, ca urmare, ocupă aceeași căsuță în sistemul periodic al elementelor. De exemplu hidrogenul are 3 izotopi: ^1H, ^2H, ^3H; oxigenul are 7 izotopi: ^{14}O, ^{15}O, ^{16}O, ^{17}O, ^{18}O, ^{19}O, ^{20}O; Sn are 25 izotopi, dintre care 10 stabili (fiind elementul cu cel mai mare număr de izotopi stabili descoperiți până în prezent); Po are 27 izotopi cunoscuți.

-*izotoni*, ce reprezintă nuclee care conțin același număr de neutroni. De exemplu: ^{13}C, ^{14}N, ^{15}O; fiecare din aceste nuclee conține câte 7 neutroni.

-*izobari* ce reprezintă nuclee care au același număr de masă A, adică numărul total de protoni și neutroni din nucleu este același. De exemplu: ^3H, ^3He; ^{14}C, ^{14}N, ^{14}O.

-*nuclee oglindă*, ce reprezintă perechi de izobari în care numărul de protoni din unul este egal cu numarul de neutroni din celalalt. De exemplu: ^{14}C, ^{14}O: primul are 6 protoni și 8 neutroni iar al doilea are 8 protoni și 6 neutroni.

-*izomeri*, ce reprezintă nuclee care au același Z și A (deci același număr de protoni și de neutroni) dar au timpi de viață diferiți. De fapt, aceștia reprezintă același nucleu în stări energetice diferite. Stările excitate se numesc stări izomere dacă timpul lor de viață este mai mare de 10^{-15} secunde.

1.3 Sarcina nucleului atomic

Conform modelului protono-neutronic al nucleului, sarcina acestuia, în unități elementare de sarcină, este egală cu numărul de protoni din nucleu. Determinarea experimentală a sarcinii nucleului s-a făcut prin două metode.

Prima metodă se bazează pe experimente de împrăștiere de tip Rutherford în care se determină secțiunea eficace de împrăștiere a unor particule încărcate electric pe nuclee. Considerând că împrăștierea se datorează interacțiunii coulombiene dintre particula proiectil și nucleul țintă, se găsește că secțiunea eficace diferențială de împrastiere este proporțională cu produsul sarcinilor particulei și nucleului. Determinând experimental secțiunea eficace de împrăștiere, sub diferite unghiuri, a particulelor încărcate pe nucleele a căror sarcină dorim să o determinăm și comparând-o cu cea teoretică se poate găsi sarcina nucleului.

O altă metodă de determinare a sarcinii nucleului a fost imaginată de *Moseley* și are la bază spectrele caracteristice de raze X emise de atom.

Măsurând lungimile de undă ale liniei K_α corespunzătoare diferitelor elemente, a constatat că mărimea

$$Q_k = \left(\frac{\tilde{\nu}}{\frac{3}{4}R}\right)^{1/2}, \qquad (1.1)$$

(unde $\tilde{\nu}$ este numărul de undă iar R este constanta lui *Rydberg*) crește cu o cantitate constantă când se trece de la un element din sistemul periodic la următorul. El a considerat că mărimea Q_k ar putea fi sarcina pozitivă a nucleului. Pentru elementele mai grele, *Moseley* a măsurat lungimile de undă ale liniei L_α. Pentru acestea a găsit că mărimea

$$Q_L = \left(\frac{\tilde{\nu}}{\frac{5}{36}R}\right)^{1/2} \qquad (1.2)$$

se modifică la trecerea de la un element la altul. Reprezentând grafic rezultatele măsurătorilor pentru elemente a căror sarcină era cunoscută din alte măsurători a găsit că

$$\left(\frac{\tilde{\nu}}{\frac{3}{4}R}\right)^{1/2} = Z - 1 \; ; \quad \left(\frac{\tilde{\nu}}{\frac{5}{36}R}\right)^{1/2} = Z - 7{,}4 \qquad (1.3)$$

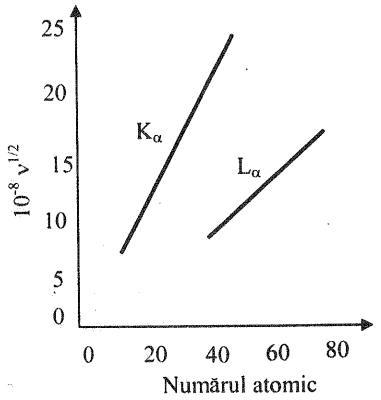


Fig.1.1

ceea ce înseamnă o dependență liniară a rădăcinii pătrate a numărului de undă de numărul atomic Z, adică de sarcina nucleului (Fig.1.1). Pentru a determina sarcina unor noi elemente, se măsoară numerele de undă ale liniilor K_α sau L_α emise de aceste elemente iar din grafice se găsește Z.

Efectuarea unor astfel de măsurători necesită excitarea spectrelor de radiații X caracteristice. Aceasta se poate realiza în următoarele condiții:

1. Bombardarea elementului al cărui Z dorim să-l determinăm cu un fascicul de electroni cu energie suficient de mare pentru a scoate un electron de pe pătura K sau L. Acest lucru se produce într-un tub de radiații X în care pe anticatod este depus un strat din elementul respectiv.

2. Captura electronică. Prin captură electronică se înțelege captarea unui electron de pe păturile profunde ale atomului de către nucleul atomului respectiv. În aceste condiții, spectrul de radiații X emis va fi caracteristic elementului rezultat în urma capturii electronice, adică a elementului cu numărul de ordine mai mic cu o unitate.

3. Conversie internă. Prin conversie internă se înțelege scoaterea unui electron de pe păturile profunde ale atomului de către un foton gama emis de nucleul atomului respectiv. Energia cinetică a electronului de conversie internă va fi diferența dintre energia fotonului gama E_γ și energia de legătură a electronului respectiv pe nivelul atomic de pe care a fost scos, E_{leg}^{atom};

$$E_e = E_\gamma - E_{leg}^{atom}$$

În acest ultim caz apar două posibilități de determinare a lui Z. O metodă folosește spectrul de radiații X, iar a doua metodă presupune măsurarea lui E_e și cunoscând E_γ, se găsește valoarea lui E_{leg}^{atom} ce depinde de Z^2.

Sarcina nucleului mai poate fi determinată utilizând *spectrul de absorbție al radiațiilor X*. Se știe că limita spectrului de absorbție este dată de:

$$\tilde{\nu} = R\frac{(Z-\sigma_i)^2}{n_i^2}, \quad \text{de unde} \quad \frac{\tilde{\nu}}{R} = \frac{(Z-\sigma_i)^2}{n_i^2} \quad \text{sau} \quad \sqrt{\frac{\tilde{\nu}}{R}} = f(Z)$$

σ_i și n_i fiind constanta de ecranare și respectiv numărul cuantic principal al nivelului energetic i. Și în acest caz determinarea experimentală a numărului de undă corespunzător limitelor de absorbție pentru seriile K și L permit găsirea lui Z utilizand curbele corespunzătoare ultimei relații pentru elemente cu Z cunoscut.

1.4 Masa nucleului atomic

Masa nucleului atomic nu poate fi determinată experimental în mod direct. Spectrometria de masă permite determinarea masei atomice. Scăzând din masa atomului masa electronilor se obține masa nucleului (neglijând energia de legătură a electronilor în atom).

În conformitate cu modelul protono-neutronic al nucleului, masa acestuia s-ar scrie

$$M_N = Zm_p + (A-Z)m_n$$

Experimental s-au găsit valori diferite de cele calculate cu această formulă:

$$M = M_N - \Delta m.$$

Diferența Δm a fost numită *defect de masă* și a fost interpretată pe baza relației dintre masă și energie dată de *Einstein*: $\Delta E = c^2 \cdot \Delta m$. Deci defectul de masă ar corespunde unui defect de energie ce reprezintă energia care se eliberează la formarea nucleului din nucleonii componenți (și este egală cu energia ce ar trebui s-o furnizăm sistemului - deci nucleului - pentru a-l desface în nucleonii componenți) denumită și *energie de legătură* a nucleului: $E_{leg} = c^2 \cdot \Delta m$. Astfel masa nucleului se va scrie

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \frac{E_{leg}}{c^2} \qquad (1.4)$$

O mărime deosebit de importantă în fizica nucleară este *energia de legătură*

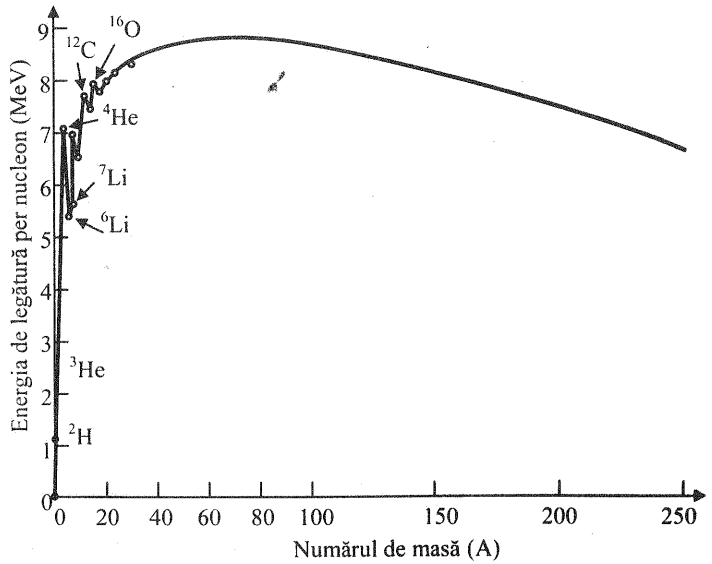


Fig. 1.2

medie per-nucleon, adică E_{leg}/A. Menționăm "*medie*" deoarece, după cum vom vedea mai târziu, nu toți nucleonii dintr-un nucleu au aceeași energie de legătură. Rezultatele experimentale ale măsurării energiei de legătură arată că

energia de legătură medie per-nucleon variază cu numărul de nucleoni după curba din Fig.1.2. Se observă o creștere a energiei de legatură medii per-nucleon cu numărul de masă A pentru elementele ușoare, cu maxime pentru acele valori ale lui A ce sunt un multiplu de patru, apoi un platou, iar pentru nuclee cu $A > 200$ o ușoară scădere.

Valoarea maximă a E_{leg}/A este de 8,7 MeV pentru nuclee având numărul de nucleoni în jurul lui $A = 60$. Nuclidul cu E_{leg}/A cea mai mare este ^{60}Ni.

Drept unitate pentru masă s-au adoptat pe rând masa protonului (masa atomului de hidrogen), 1/16 din masa izotopului 16 al oxigenului, iar din 1960 se ia 1/12 din masa izotopului 12 al carbonului, ^{12}C

$$1\ u = 1{,}66045 \cdot 10^{-27} kg, \quad \text{iar} \quad 1\ u \cdot c^2 = 931{,}5\ MeV$$

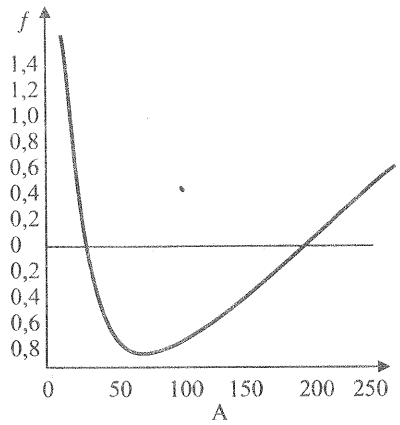


Fig. 1.3

(De multe ori se exprimă masa nucleelor în MeV fără a menționa MeV/c^2).

Aston a introdus noțiunea de *fracțiune de îngrămădire* sub forma

$$f = \frac{M(u) - A}{A},$$

adică diferența dintre masa nucleului, exprimată în unități de masă, și numărul de masă A, raportată la numărul de masă A. Ea poate lua valori atât pozitive cât și negative. Dependența lui f de A este reprezentată în Fig.1.3 de unde se constată că valoarea fracțiunii de îngrămădire devine zero pentru $A = 12$ și 180 iar valoarea minimă se realizează la $A = 60$.

1.5 Stabilitatea nucleelor

Energia de legătură per-nucleon oferă informații asupra stabilității nucleelor: cu cât E_{leg}/A este mai mare cu atât nucleul este mai stabil. Dar E_{leg} mare înseamnă masă mai mică pentru același număr de nucleoni.

Studiul stabilității nucleelor a pus în evidență faptul că nuclizii stabili ușori au numărul de protoni egal cu numărul de neutroni iar pe măsură ce

numărul de masă crește stabilitatea se deplasează spre nuclee cu număr de neutroni mai mare decât numărul de protoni. Reprezentarea grafică a distribuției

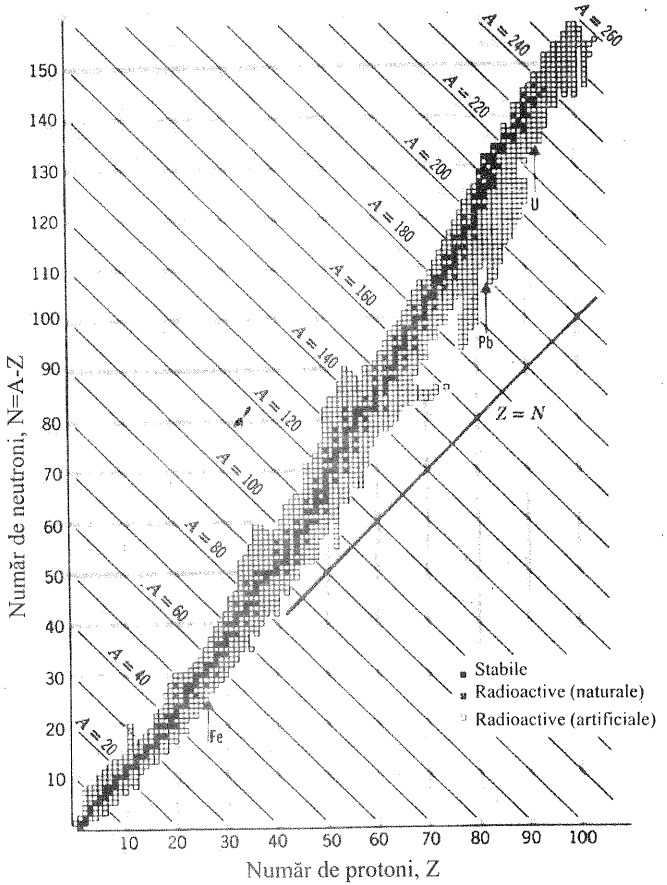


Fig. 1.4

nuclizilor într-un sistem de coordonate Z și A-Z a primit denumirea de *diagramă Segrè* sau *harta nuclizilor*. Pe Fig.1.4 este indicată distribuția nuclizilor stabili în funcție de numărul de protoni și numărul de neutroni.

Nuclizii de deasupra curbei au un surplus de neutroni față de cei stabili iar nuclizii de sub curbă au un surplus de protoni (sau deficit de neutroni) față

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI FIZICĂ

de cei stabili. În mod natural, nuclizii tind spre o stare stabilă. Pentru cei de deasupra curbei de stabilitate trecerea spre stabilitate implică transformarea unui neutron în proton. Această transformare se realizează în procesul de dezintegrare beta negatogenă. Cei de sub curba de stabilitate tind spre stabilitate transformând un proton în neutron. Această transformare corespunde procesului de dezintegrare beta pozitogenă. Unii nuclizi pot să ajungă într-o stare stabilă numai în urma unui șir de dezintegrări beta succesive în care numărul de masă A nu se modifică, dar se modifică cu o unitate numărul de ordine Z la fiecare dezintegrare beta și anume crește în urma dezintegrării beta negatogene și scade ca urmare a dezintegrării beta pozitogene. De exemplu, nuclidul ${}^{88}_{35}Br$ are surplus de neutroni. El ajunge într-un izobar stabil în urma a trei dezintegrări beta negatogene:

$$ {}^{88}_{35}Br \rightarrow {}^{88}_{36}Kr \rightarrow {}^{88}_{37}Rb \rightarrow {}^{88}_{38}Sr \quad \text{(stabil)} $$

La același izobar stabil se ajunge prin două dezintegrări beta pozitogene plecând de la ${}^{88}_{40}Zr$ ce are surplus de protoni:

$$ {}^{88}_{40}Zr \rightarrow {}^{88}_{39}Y \rightarrow {}^{88}_{38}Sr $$

Analizând nuclizii stabili existenți în natură, s-a constatat că cei mai mulți dintre aceștia au, atât pentru numărul de protoni Z, cât și pentru numărul de neutroni N, valori pare, iar cei mai puțini au pentru aceste numere valori impare.

Tabelul 1.1

A	N	Z	Nuclee stabile
Par	par	par	166
	impar	impar	8
Impar	par	impar	57
	impar	par	53

Nuclizii stabili cu A impar se distribuie aproximativ egal în cele două categorii: Z par și N impar, respectiv Z impar și N par, iar numărul lor este mai mic decât al nuclizilor par-par și mai mare decât al celor impar-impar, după cum se poate constata din tabelul 1.1. Aceste constatări au condus la ideea că la stabilitatea nucleelor contribuie și un anumit efect de paritate.

Pe baza acestor date experimentale referitoare la energia de legătură și stabilitatea nucleului s-au elaborat diferite modele nucleare, fiecare reușind să explice anumite proprietăți ale nucleelor.

1.6 Raza nucleului atomic

Prin raza nucleului se înțelege distanța (de la centrul acestuia) până la care se fac simțite forțele nucleare specifice. Ea a fost determinată prin diverse metode experimentale obținându-se valori care diferă puțin între ele, depinzând de proprietățile nucleului care se manifestă în experimentul dat (distribuția de masă, distribuția de sarcină, momentul magnetic etc). Dintre metodele utilizate menționăm:

- *Împrăștierea protonilor, neutronilor, a particulelor alfa, a pionilor și a nucleelor de mare energie pe nuclee.* În astfel de experimente se determină secțiunea eficace diferențială de împrăștiere elastică datorată interacțiunilor nucleare și se compară cu cea teoretică. Secțiunea eficace teoretică se calculează plecând de la un anumit potențial nuclear de interacțiune. În expresia finală a secțiunii eficace, raza nucleului apare sub forma unui parametru. Comparând cele două secțiuni eficace, se găsește acea valoare a parametrului (razei) pentru care ele devin egale. Experimentele de acest fel au condus la o relație de forma

$$R = r_0 A^{1/3} \tag{1.5}$$

între raza nucleului R și numărul de masă A; r_0 se numește parametru radial, pentru care s-au obținut valori cuprinse între 0,5 și 2 fm (1fm = 10^{-15}m). Având în vedere această formulă pentru rază și aproximând nucleul ca fiind sferic, se poate calcula densitatea acestuia:

$$\rho = \frac{A}{(4/3)\pi r_0^3 A} = \frac{3}{4\pi r_0^3} = const. \tag{1.6}$$

Valorile densității obținute în acest fel au fost confirmate experimental.

-*Împrăștierea electronilor pe nuclee.* Această metodă a fost dezvoltată de *R. Hofstadter* și colaboratorii săi, la Universitatea Standford. Ei au utilizat fascicule de electroni de mare energie în așa fel încât lungimea de undă de Broglie atașată acestora să fie mai mică decât raza nucleului. În felul acesta, au putut studia distribuția densității de sarcină din nucleu. Drept țintă s-au utilizat elemente ușoare ca H, He, Li, C, O, cât și elemente mai grele cum ar fi Ca, In, Au. Rezultatele măsurătorilor pentru câteva elemente sunt reprezentate în Fig. 1.5. Rezultatele obținute pentru un număr mare de nuclee au arătat că, pentru nucleele mai grele, distribuția de sarcină ar fi de forma:

$$\rho = \rho_0 \left[1 + \exp\left\{(r - R)/a\right\}\right]^{-1} \tag{1.7}$$

cu $R = r_0 A^{1/3}$, $a = 0,65\,fm$, $r_0 = 1,10\,fm$.

Aceste studii au permis determinarea cu precizie a distanței la care densitatea de sarcină scade la jumătate precum și a grosimii G_s a învelișului nucleului (Fig.1.6). Admițând că neutronii și protonii sunt uniform distribuiți în nucleu, se poate considera că distribuția de masă în interiorul nucleului este aceeași cu distribuția de sarcină.

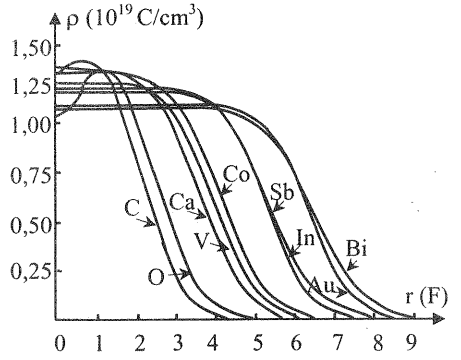


Fig. 1.5

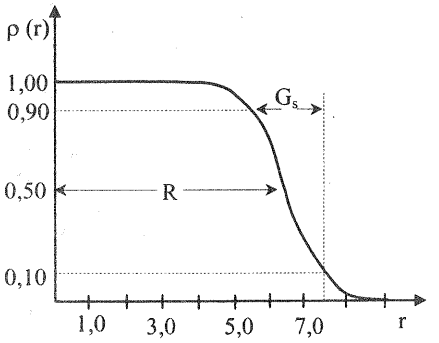


Fig. 1.6

Diferența energiilor electrostatice ale nucleelor oglindă.

Majoritatea măsurătorilor se referă la perechi de nuclee oglindă cu $N - Z = \pm 1$. Având același număr de nucleoni, interacțiunile nucleare din cele două nuclee sunt aceleași. Ca urmare, diferența dintre energiile lor de legatură se va datora diferenței interacțiunilor electrostatice.

Energia electrostatică a unui nucleu considerat ca o sferă cu densitatea de sarcină constantă în interior poate fi calculată cu formula

$$E_{el} = \frac{3}{5}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Z^2 e^2}{R} \tag{1.8}$$

Diferența energiilor electrostatice ale celor doi izobari va fi:

$$\Delta E_{el} = \frac{3}{5}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{R}\left[(Z+1)^2 - (Z)^2\right] = \frac{3}{5}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{(2Z+1)}{R}$$

Diferența energiilor de legătură ale celor doi izobari este:

$$\Delta E_{leg} = E_{leg}(1) - E_{leg}(2) =$$
$$\left[(Z+1)m_p + (A-Z-1)m_n\right]c^2 - \left[Zm_p + (A-Z)m_n\right]c^2$$
$$\Delta E_{leg} = \Delta M c^2$$

unde m_p este masa protonului, m_n este masa neutronului, R este raza nucleului, c viteza luminii, iar e sarcina elementară. Această diferență de masă poate fi evaluată exact din spectrul energetic al dezintegrării beta pozitive a nucleului $(A, Z+1)$, deoarece în acest caz

$$\Delta M c^2 = 2m_e c^2 + E_{cin}$$

unde E_{cin} este energia cinetică maximă a radiațiilor beta.
Deci se poate scrie:

$$\Delta M c^2 = \frac{3}{5}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{(2Z+1)e^2}{R}. \qquad (1.9)$$

Rezultatele au condus la aceeași formulă (1.5) pentru raza R a nucleului.

1.7 Momente cinetice și magnetice nucleare. Structura hiperfină a spectrelor

Despicarea liniilor de structură fină în mai multe linii spectrale foarte apropiate a primit denumirea de *structură hiperfină a spectrelor*. Pentru explicarea acestei despicări s-a încercat un model asemănător celui care explică despicarea de structură fină. După cum se știe, structura fină a spectrelor a fost explicată cu succes în urma atribuirii unui moment cinetic propriu și a unui moment magnetic propriu electronului și a considerării interacțiunii spin-orbită. În mod asemănător, s-a atribuit nucleului un moment cinetic propriu, numit *spin nuclear*, și un moment magnetic propriu și s-a luat în considerare o interacțiune între acesta și câmpul magnetic creat de electroni în locul unde se află nucleul. Acestei interacțiuni îi corespunde energia:

$$W_{I,J} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{H}_0 = -\mu_I H_0 \cos\left(\vec{\mu}_I, \vec{H}_0\right) = \mu_I H_0 \cos\left(\vec{I}, \vec{J}\right) \qquad (1.10)$$

unde $\vec{I}$ reprezintă spinul nuclear

$$\left|\vec{I}\right| = \sqrt{I(I+1)}\hbar\ , \qquad (1.11)$$

iar $\vec{J}$ este momentul cinetic total al electronilor atomici. $\vec{\mu}_I$ reprezintă momentul magnetic nuclear și este proiecția momentului magnetic total al nucleului, $\vec{\mu}$, pe

direcția spinului nuclear $\vec{I}$. Momentul magnetic total al nucleului este definit ca suma vectorială dintre momentul magnetic orbital al nucleonilor din nucleu $\vec{\mu}_L$ și a momentului magnetic de spin al nucleonilor din nucleu $\vec{\mu}_S$

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_s$$

cu

$$\mu_L = g_L\sqrt{l(l+1)}\mu_n \text{ iar } \mu_s = g_s\sqrt{l(l+1)}\mu_n$$

μ_n - fiind *magnetonul nuclear*

$$\mu_n = e\,h / 4\pi m_p = 5{,}05\cdot 10^{-27} \text{ J/Tesla.}$$

După cum vom vedea mai târziu, aceste momente sunt determinate de momentele corespunzătoare ale nucleonilor din nucleu. Proiecția momentului magnetic nuclear pe direcția spinului nuclear este

$$\mu_I = g_I\sqrt{I(I+1)}\mu_n\ . \qquad (1.12)$$

Această proiecție reprezintă *momentul magnetic total al nucleului* (*momentul magnetic nuclear*) ce se manifestă în interacțiunea acestuia cu câmpul magnetic exterior. Se definește *factorul giromagnetic nuclear* prin relația:

$$g_I = \frac{\mu_I(\text{in magnetoni nucleari})}{I(\text{in unitati } \hbar)} \qquad (1.13)$$

iar *raportul giromagnetic* se definește prin relația:

$$\gamma = \frac{\mu_I}{I} = \frac{g_I Ieh/4\pi m_p}{Ih/2\pi} = g_I\frac{e}{2m_p} \qquad (1.14)$$

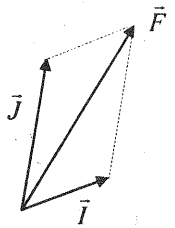


Fig.1.7

Momentul magnetic nuclear poate fi determinat numai din energia suplimentară ce duce la despicarea hiperfină a spectrelor. Conform relației (1.10) expresia acestei energii se poate scrie sub forma

$$W_{ij} = g_I\mu_n H_0 I\cos\left(\vec{I}, \vec{J}\right) = g_I\mu_n H_0 m_I \qquad (1.15)$$

(schimbarea semnului apare datorită faptului că sensul lui $\vec{H}_0$ este contrar lui $\vec{J}$) cu

$$m_I = I,\ I\text{-}1,\ \ldots,\ -I \qquad (1.16)$$

Valoarea cea mai mare a energiei corespunde celei mai mari valori a lui m_I, adică $m_I = I$. Ca urmare, valoarea momentului magnetic nuclear μ_I, determinată experimental, corespunde proiecției maxime a acestuia pe direcția câmpului magnetic exterior:

$$\mu_I = g_I I \mu_n \qquad (1.17)$$

Pentru evaluarea energiei suplimentare trebuie calculat $\cos\left(\vec{I},\vec{J}\right)$. Acest lucru se poate face plecând de la relația de definiție a momentului cinetic total (Fig. 1.7)

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J} \qquad (1.18)$$

Astfel

$$F^2 = I^2 + j^2 + 2\vec{I}\cdot\vec{J} \quad \text{iar} \quad \vec{I}\cdot\vec{J} = Ij\cos\left(\vec{I},\vec{J}\right) = \frac{1}{2}\left(F^2 - I^2 - J^2\right)$$

Înlocuind valorile proprii ale lui F^2, I^2 și J^2 cu $F(F+1)\hbar^2$, $I(I+1)\hbar^2$, respectiv $j(j+1)\hbar^2$, se obține pentru energia W_{Ij} expresia

$$W_{Ij} = \frac{\mu_I}{2}\frac{H_0}{Ij}\left[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)\right] = \frac{AC}{2} \qquad (1.19)$$

cu:

$$A = \mu_I \frac{H_0}{Ij}, \qquad C = \left[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)\right] \qquad (1.20)$$

Ca urmare, $A > 0$ pentru $\mu_I > 0$ și $A < 0$ pentru $\mu_I < 0$

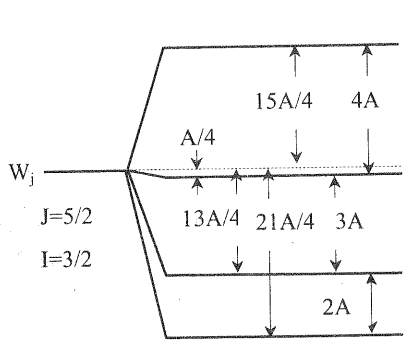


Fig.1.8

Energia totală a unui atom ce posedă momentul cinetic total al învelișului electronic $\vec{J}$ și spinul nuclear $\vec{I}$ va fi:

$$W = W_j + W_{IJ} \qquad (1.21)$$

Cum pentru I și J dat, F poate lua $(2I+1)$ valori în condițiile când $I < J$ sau $(2J+1)$ valori, în cazul când $J < I$, C și respectiv W_{IJ} vor lua același număr de valori ducând la despicarea de structură hiperfină a nivelurilor energetice de structură fină.

Pentru a ilustra cele afirmate mai sus să considerăm ca exemplu un atom în starea cu $J = 5/2$, a cărui nucleu are $\mu_I > 0$; $I = 3/2$. Conform celor arătate mai sus, numărul valorilor lui F va fi : $2I + 1 = 4$. Aceste valori sunt: (I + J); (I + J-1);.... (J - I), adică , F = 4; 3; 2; 1. Ca urmare:

$$C_1 = 1x2 - \frac{50}{4} = -\frac{42}{4}; \qquad \frac{AC_1}{2} = -\frac{21}{4}A$$

$$C_2 = 2x3 - \frac{50}{4} = -\frac{26}{4}; \qquad \frac{AC_2}{2} = -\frac{13}{4}A$$

$$C_3 = 3x4 - \frac{50}{4} = -\frac{2}{4}; \qquad \frac{AC_3}{2} = -\frac{1}{4}A$$

$$C_4 = 4x5 - \frac{3}{2}\cdot\frac{5}{2} - \frac{5}{2}\cdot\frac{7}{2} = \frac{30}{4}; \qquad \frac{AC_4}{2} = \frac{15}{4}A$$

Despicarea de structură hiperfină a nivelului de structură fină $J = 5/2$ este indicată în Fig.1.8. Diferența dintre două niveluri de structură hiperfină vecine este :

$$\delta_F = W_F - W_{F-1} = \frac{A}{2}\left[C_F - C_{F-1}\right] = \left(\frac{A}{2}\right)\left[F(F+1) - (F-1)F\right] = AF \qquad (1.22)$$

În exemplul considerat:

$$\delta_F = W_F - W_{F-1} = 4A = FA$$

În mod asemănător:

$$\delta_{F-1} = W_{F-1} - W_{F-2} = 3A = (F-1)A$$

$$\delta_{F-2} = W_{F-2} - W_{F-3} = 2A = (F-2)A$$

Se obține astfel:

$$\delta_F / \delta_{F-1} / \delta_{F-2} = F / (F-1) / (F-2) \qquad (1.23)$$

Această relație reprezintă *regula intervalelor*.

Din cele de mai sus, rezultă ca distanța între nivelurile vecine de structură hiperfină este cu trei ordine de mărime mai mică decât distanța dintre două niveluri vecine de structură fină. Aceasta deoarece despicarea de structură fină este determinată de momentul magnetic al electronului, care se măsoară în magnetoni Bohr-Procopiu, iar despicarea de structură hiperfină este determinată de momentul magnetic al nucleului, care se măsoară în magnetoni nucleari.

Despicarea totală a nivelului de structură fină W_J este:

$$\Delta W_{total} = \frac{AC_{F\max}}{2} - \frac{AC_{F\min}}{2} = \frac{A}{2}\left[C_{F\max} - C_{F\min}\right] =$$

$$\frac{A}{2}\left\{\left[(I+J)(I+J+1) - I(I+1) - J(J+1)\right] - \left[|I-J|(|I-J|+1) - I(I+1) - J(J+1)\right]\right\}$$

$$\Delta W_{total} = \frac{A}{2}\left[(I+J)(I+J+1) - |I-J|(|I-J|+1)\right] \qquad (1.24)$$

Se disting două situații:

a) $I > J$ $\quad \Delta W_{total} = \frac{A}{2}\left[I^2 + 2IJ + I + J^2 + J - I^2 + 2IJ - I - J^2 + J\right]$

$$\Delta W_{total} = \frac{A}{2}\left[4IJ + 2J\right] = AJ(2I+1) \qquad (1.25)$$

b) $I < J$

$$\Delta W_{total} = \frac{A}{2}\left[I^2 + 2IJ + I + J^2 + J - (J-1)(J-I+1)\right] = AI(2J+1) \qquad (1.26)$$

Din cele discutate mai sus reiese că spinul nuclear I poate fi determinat din analiza despicării de structură hiperfină a spectrelor și anume :

1. *din multiplicitatea termenilor* de structură hiperfină, care în condițiile când $I > J$, este egală cu $(2I+1)$

2. *din regula intervalelor*, conform căreia

$$\delta_F/\delta_{F-1}/\delta_{F-2} = F/(F-1)/(F-2) \quad \text{cu } F = I + J$$

3. *din despicarea totală*, conform căreia

$$\Delta W_{total} = AJ(2I+1) \quad \text{pentru} \quad I > J$$

$$\Delta W_{total} = AI(2J+1) \quad \text{pentru} \quad J > I$$

4. *din intensitatea relativă* a liniilor de structură hiperfină. Raportul intensităților a două linii spectrale este egal cu raportul ponderilor statistice :

$$\frac{\Im_F}{\Im_{F-1}} = \frac{2F+1}{2(F-1)+1} = \frac{2(I+J)+1}{2(I+J-1)+1}$$

Măsurătorile au condus la următoarele rezultate :

a. Spinii protonului și neutronului sunt ½ $\hbar$, ca și al electronului.

b. Nucleele cu *A par* au totdeauna *valori întregi* pentru spin iar nucleele cu *A impar* au totdeauna *valori semiîntregi* pentru spini.

c. *Spinii* tuturor nucleelor *par-par* în starea fundamentală sunt *zero*. Acest rezultat a condus la ideea că, în nucleu, are loc un fenomen de împerechere, în sensul că perechi de nucleoni cu momente cinetice opuse se cuplează dând un moment cinetic total zero.

d. Spinii tuturor nucleelor stabile cunoscute nu depășesc valoarea 9/2 $\hbar$, adică sunt foarte mici în comparație cu suma momentelor cinetice ale tuturor nucleonilor din nucleu. De aici s-a tras concluzia că *majoritatea nucleonilor sunt grupați în pături închise*, fiecare din aceste pături fiind caracterizate de un moment cinetic total zero și nu participă la spinul nuclear.

1.8 Metoda Stern-Gerlach de determinare a momentelor magnetice nucleare

Identificarea momentului magnetic nuclear și determinarea valorilor acestuia s-au făcut prin experimente ce pot fi împărțite în două categorii mari:

1. Experimente ce utilizează fascicule atomice sau moleculare (metoda Stern și Gerlach și metoda Rabi);

2. Experimente ce utilizează eșantioane de substanță în stare lichidă sau solidă (metoda Bloch și metoda Purcell).

Prima metodă de determinare a momentului magnetic nuclear a fost metoda Stern-Gerlach, utilizată și pentru determinarea momentului magnetic de spin al electronului.

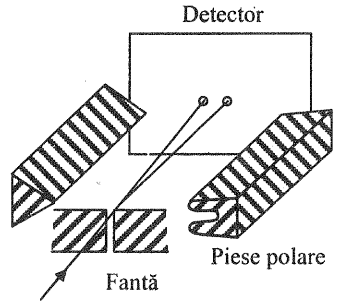


Fig. 1.9

Într-un astfel de experiment, un fascicul atomic sau molecular cu momentul cinetic total al învelișului electronic zero (J = 0) este trecut printr-un câmp magnetic neomogen ce prezintă un gradient, în direcția câmpului magnetic (axa Oz), perpendicular pe direcția de mișcare a fasciculului (Fig.1.9).

Ca urmare, asupra atomilor sau moleculelor din fascicul va acționa o forță

$$\vec{F} = (\vec{\mu}_I \cdot \nabla)\vec{B} = \mu_{Iz}\left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial z}\right) \qquad (1.27)$$

care are direcția componentei pe axa Oz a gradientului câmpului, iar mărimea ei depinde de mărimea acestei componente și de mărimea proiecției momentului magnetic nuclear μ_I pe direcția Oz

$$\mu_{Iz} = \mu_I \cos\left[\vec{I}, \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial z}\right)\right] = \mu_I \cos(\vec{I}, \vec{B}) = g_I m_I \mu_n \qquad (1.28)$$

cu $m_I = I, I-1, \ldots -I$, deci μ_{Iz} poate lua $(2I+1)$ valori. Ca urmare, forța F poate avea $(2I+1)$ valori ceea ce are drept consecință desfacerea fasciculului în $(2I+1)$ subfascicule ce vor fi deviate pe direcția forței în mod diferit în funcție de valoarea lui m_I.

Deviațiile acestora de la direcția fasciculului inițial, determinate la ieșirea din câmp, rezultă din:

$$z = \frac{1}{2} a t^2, \quad cu \quad a = \frac{F}{m} = \frac{\mu_{lz}}{m} \cdot \frac{\partial B}{\partial z}$$

de unde

$$z = \left(\frac{1}{2}\right) \frac{\mu_{lz}}{m} \cdot \frac{\partial B}{\partial z} \cdot t^2$$

t fiind timpul cât fasciculul se mișcă în câmpul magnetic ce acționează pe distanța l, egală cu lungimea electromagneților. Dacă v este viteza de deplasare a atomilor sau moleculelor, atunci $t = l/v$; m este masa atomilor sau moleculelor. Se poate scrie:

$$z = \left(\frac{1}{2}\right) \cdot \left(\frac{\mu_{lz}}{m}\right) \cdot \left(\frac{\partial B}{\partial z}\right) \left(\frac{l}{v}\right)^2$$

Ca urmare, măsurând z și cunoscând masa m a atomilor sau moleculelor, gradientul câmpului magnetic, distanța l pe care acționează acesta și viteza inițială v a atomilor sau moleculelor se poate determina μ_{lz}. Valoarea momentului magnetic μ_l se ia fiind egală cu valoarea maximă a lui μ_{lz}.

$$(\mu_{lz})_{max} = \mu_l.$$

Aceasta corespunde lui z_{max}.

$$\mu_l = \frac{2 m z_{max} v^2}{l^2 \cdot \frac{\partial B}{\partial z}} \qquad (1.29)$$

Metoda Stern-Gerlach a dat rezulte deosebite la determinarea spinului electronului unde fasciculul se despică în două și ca urmare

$$2s+1 = 2 \quad \text{de unde} \quad s = 1/2$$

În cazul fasciculelor atomice sau moleculare utilizarea acestei metode este îngreunată de faptul că $\mu_l \approx 10^{-3} \mu_B$ iar $m = 10^3 m_e$, deci raportul μ_{lz}/m este foarte mic și deviațiile sunt dificil de măsurat cu precizie. Ele pot fi mărite într-o anumită măsură mărind distanța pe care acționează câmpul neomogen și gradientul acestuia.

1.9 Metoda rezonanței magnetice nucleare

În anul 1936 au fost dezvoltate 3 metode de rezonanță magnetică nucleară: metoda Rabi care utilizează fascicule de molecule sau atomi, metoda Bloch și metoda Purcell ce se aplică la substanța în stare condensată (lichidă sau

solidă). Ultimele două metode se deosebesc între ele prin modul de detecție a semnalului de rezonanță. Celor trei fizicieni li s-a acordat Premiul Nobel pentru fizică (în anul 1944 și respectiv 1952) pentru rezultatele obținute în acest domeniu.

Toate metodele de rezonanță magnetică nucleară menționate se bazează pe tranziții de rezonanță între nivelurile Zeeman de structură hiperfină.

1.9.1 Despicarea Zeeman a nivelurilor de structură hiperfină

Dacă se iau în cosiderare momentul cinetic total al învelișului electronic μ_J și cel al nucleului μ_I, atunci atomul este caracterizat de un moment magnetic total μ_F. μ_F este proiecția momentului magnetic total

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_j + \vec{\mu}_I$$

pe direcția momentului cinetic total $\vec{F}$ al atomului:

$$\mu_F = \mu_j \cos\left(\vec{J}, \vec{F}\right) - \mu_I \cos\left(\vec{I}, \vec{F}\right) \qquad (1.30)$$

Semnul minus la al doilea termen apare datorită faptului că atunci când $\vec{I}$ și $\vec{j}$ sunt paraleli $\vec{\mu}_I$ și $\vec{\mu}_J$ sunt antiparaleli.

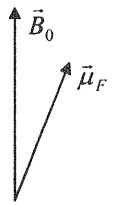


Fig.1.10

Introducând atomul într-un câmp exterior constant și uniform B_0 (Fig. 1.10) apare o energie potențială suplimentară $W_{F,B}$ dată de:

$$\Delta W_{F,B} = -\mu_F B_0 \cos\left(\vec{\mu}_F, \vec{B}_0\right) = \mu_F B_0 \cos\left(\vec{F}, \vec{B}_0\right) \qquad (1.31)$$

Momentul magnetic $\vec{\mu}_F$ execută o mișcare de precesie în jurul direcției lui $\vec{B}_o$ și odată cu el și vectorii $\vec{I}$ și $\vec{J}$ efectuează o mișcare de precesie în jurul lui $\vec{B}_o$. Scriind cele două momente magnetice sub forma:

$$\mu_J = g_J J \mu_B \quad \text{și} \quad \mu_I = g_I I \mu_n \qquad (1.32)$$

(ceea ce corespunde valorilor experimentale ale acestora) se obține:

$$\Delta W_{F,B} = +B_0 \cos\left(\vec{F}, B_0\right) \left[J g_J \mu_B \cos\left(\vec{J}, \vec{F}\right) - I g_I \mu_n \cos\left(\vec{I}, \vec{F}\right) \right] \qquad (1.33)$$

Cum termenul al doilea din paranteză este de aproximativ de 2000 ori mai mic decât primul el poate fi neglijat și atunci expresia energiei devine:

$$\Delta W_{F,B} \cong +B_0 F \cos\left(\vec{F},B_0\right)\frac{J}{F} g_J \mu_B \cos\left(\vec{J},\vec{F}\right) = g_F \mu_B m_F B_0 \qquad (1.34)$$

cu

$$g_F = g_J \frac{J}{F}\cos\left(\vec{J},\vec{F}\right) \qquad (1.35)$$

Dar din modelul vectorial rezultă:

$$I^2 = J^2 + F^2 - 2FJ\cos\left(\vec{F},\vec{J}\right) \qquad \text{deci} \qquad \cos\left(\vec{J},\vec{F}\right) = \frac{F^2+J^2-I^2}{2FJ}$$

Ca urmare:

$$g_F = g_J \cdot \frac{j}{F}\cdot\frac{F^2+J^2-I^2}{2FJ} = g_J \cdot \frac{F^2+J^2-I^2}{2F^2} \qquad (1.36)$$

În această aproximație, magnetismul nuclear nu contribuie în mod direct la efectul Zeeman. Energia depinde de I dar nu conține g_I sau μ_I.

Conform formulei (1.31), fiecare nivel de structură hiperfină se descompune într-un câmp magnetic slab în $(2F+1)$ niveluri Zeeman echidistante. Exemplul cel mai simplu de descompunere este cel al nivelului de structură fină $J=1/2$ al unui nucleu cu $I=1/2$ (fig. 1.11, coloana a doua)

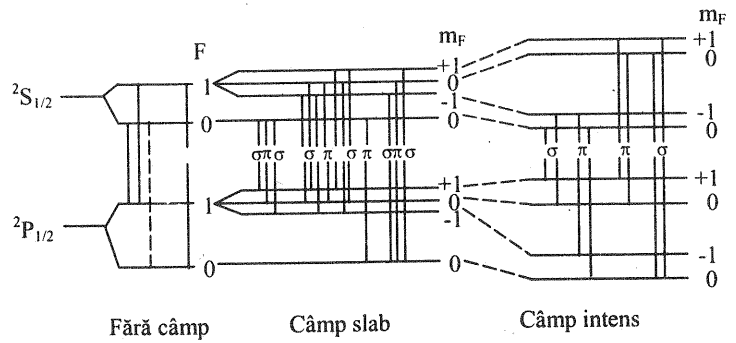


Fig. 1.11

Tranzițiile radiative dintre diferite niveluri de structură hiperfină sunt guvernate de regulile de selecție :

$\Delta F = \pm 1,\ 0$ fiind interzisă tranziția $F = 0 \rightarrow F = 0$.

În prezența unui *câmp magnetic slab* regula de selecție este:

$$\Delta m_F = 0 \qquad (1.37)$$

pentru componentele polarizate paralel cu câmpul (componentele π) și

$$\Delta m_F = \pm 1 \qquad (1.38)$$

pentru componentele polarizate perpendicular pe direcția câmpului magnetic (componentele σ).

Într-un *câmp magnetic intens* cuplajul dintre $\vec{I}$ și $\vec{J}$ este rupt și momentele magnetice electronic și nuclear execută independent mișcări de precesie în jurul direcției lui B_0. Ca urmare se poate scrie:

$$\Delta W_{Jj,B} = -\mu_B B_0 J g_J \cos\left(\vec{J},\vec{B}_0\right) = g_J \mu_B B_0 m_J \qquad (1.39)$$

iar

$$\Delta W_{I,B} = -\mu_n B_0 I g_I \cos\left(\vec{I},\vec{B}_0\right) = -\mu_B B_0 g_I' m_I \qquad (1.40)$$

cu

$$g_I' = \frac{m_e}{m_p} g_I \qquad (1.41)$$

La acești doi termeni se adaugă energia de interacțiune dintre $\vec{I}$ și $\vec{J}$:

$$W_{I,J} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{H}_0 = -\mu_I H_o \cos\left(\vec{\mu}_I \vec{H}_o\right) = \mu_I H_0 \cos\left(\vec{I},\vec{J}\right) \qquad (1.42)$$

Deoarece I și J au frecvențe de precesie diferite,

$$\nu_{L,I} = g_I \frac{eB_0}{4\pi m_p} \qquad \nu_{L,J} = g_J \frac{eB_0}{4\pi m_e} \qquad (1.43)$$

este necesar să luăm valoarea medie a cosinusului. Ca urmare energia medie de interacțiune se poate scrie sub forma:

$$\overline{\Delta W_{IJ}} = AIJ\overline{\cos\left(\vec{I},\vec{J}\right)} \qquad (1.44)$$

unde

$$\overline{\cos\left(\vec{I},\vec{J}\right)} = \frac{\overline{\vec{I}.\vec{J}}}{IJ} = \frac{I\cos(\vec{I},\vec{B}_0)J\cos(\vec{J},\vec{B}_0)}{IJ} = \frac{m_I m_J}{IJ}$$

Deci

$$\overline{\Delta W} = A m_I m_J \qquad (1.45)$$

În felul acesta energia totală devine:

$$\Delta W_B = \mu_B B_0 m_J g_J - \mu_B B_0 g_I' m_I + A m_I m_J \qquad (1.46)$$

sau, neglijand termenul în g_I',

$$\Delta W_B \cong \mu_B B_0 m_J g_J + A m_I m_J \qquad (1.47)$$

Tranziția dintre aceste niveluri Zeeman este guvernată de regulele de selecție:

$\Delta m_I = 0, \pm 1$

$\Delta m_j = 0$ pentru componenta π, polarizată peralel cu $\vec{B}_0$

și

$\Delta m_j = \pm 1$ pentru componenta σ, polarizată perpendicular pe $\vec{B}_0$

Tranzițiile pot avea loc spontan sau pot fi stimulate de un câmp exterior de radiofrecvență. Atunci când tranzițiile sunt stimulate, ele pot avea loc în ambele sensuri, adică atât cu absorbție cât și cu emisie. Emisia sau absorbția stimulată se realizează printr-un proces de rezonanță atunci când pulsația câmpului de radiofrecvență perpendicular pe $\vec{B}_0$ este egală cu pulsația precesiei Larmor a lui $\vec{\mu}_F$ în jurul lui $\vec{B}_0$. În aceste condiții, unghiul θ se modifică, modificând și proiecția lui $\vec{\mu}_F$ pe $\vec{B}_0$. Din punct de vedere cuantic aceasta corespunde la trecerea dintr-o stare cuantică, corespunzătoare unei cuantificări spațiale, în alta, cu absorbția sau emisia unui foton a cărui energie este egală cu diferența de energie dintre cele două stări. Pentru un câmp magnetic slab, această diferența de energie este:

$$h\nu = \mu_B g_F B_0;$$

deoarece $\Delta m_F = \pm 1$.

1.9.2 Metoda Rabi

După cum am menționat mai sus, metoda Rabi pentru determinarea momentelor magnetice nucleare utilizează fascicule atomice sau moleculare în care momentul cinetic total al învelișului electronic, $\vec{J}$, este zero. Un astfel de fascicul este trecut printr-un sistem de două câmpuri magnetice $\vec{B}_A$ și $\vec{B}_B$, slabe dar foarte neuniforme, având gradienții câmpurilor orientați în sensuri contrare (Fig.1.12), și printr-un câmp magnetic intens și uniform $\vec{B}_C$, de valoare B_0.

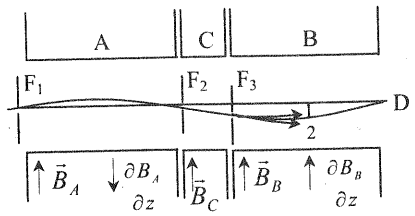


Fig.1.12

Câmpul creat de electromagnetul A polarizează fasciculul molecular ce iese din sursă și îl despică după valorile lui m_I. Prin fanta F_2 vor pătrunde în câmpul B_0 creat de electromagnetul C numai moleculele ce

urmează o anumită traiectorie în câmpul $\vec{B}_A$. În câmpul $\vec{B}_C$ are loc despicarea Zeeman iar câmpul creat de electromagnetul B deviază și focalizează fasciculul în detectorul D. Lungimea electromagneților și gradienții câmpurilor se aleg în așa fel încât fasciculul să fie focalizat în detector. Despicarea Zeeman produsă de B_0 este dată de energia de interacțiune

$$\Delta W_{I,B} = -\mu_n B_0 I g_I \cos\left(\vec{I}, \vec{B}_0\right) = -\mu_n B_0 g_I m_I \qquad (1.48)$$

care pentru un I dat poate lua $(2I+1)$ valori. Diferența de energie dintre două niveluri Zeeman vecine este $g_I B_0 \mu_n$. Dacă perpendicular pe $\vec{B}_C$ se aplică un câmp de radiofrecvență, pentru o anumită valoare a frecvenței acestuia, este posibil ca $h\nu_{RF} = g_I B_0 \mu_n$. Aceasta reprezintă de fapt condiția de rezonanță, ce se mai poate scrie sub forma: $\omega_{RF} = \omega_L$. ω_{RF} este pulsația câmpului de radiofrecvență iar ω_L este pulsația Larmor a precesiei momentului magnetic nuclear în jurul direcției câmpului B_0, $\omega_L = g_I(eh/2m_p)$. În aceste condiții, moleculele pot să absoarbă de la câmp energia necesară pentru a trece pe alt nivel Zeeman, ceea ce face ca proiecția momentului magnetic pe direcția câmpului să se modifice. În felul acesta se modifică și forța cu care acționează câmpul neomogen $\vec{B}_B$ asupra fasciculului, și ca urmare focalizarea acestuia nu se va mai face în D. Astfel, când se realizează rezonanța (prin modificarea frecvenței ν_{RF} sau a lui B_0) intensitatea $\mathfrak{I}_D$ a fasciculului în D va înregistra un minim (Fig.1.13). Din condiția de rezonanță se obține

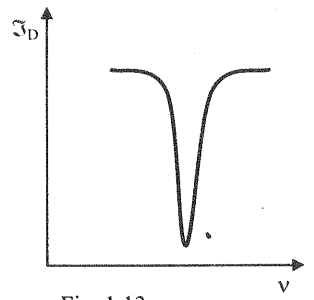


Fig. 1.13

$$g_I \mu_n = h\nu_{RF}/B_0$$

și asfel, dacă se cunoaște valoarea spinului nuclear I, se obține valoarea momentului magnetic nuclear

$$\mu_I = I g_I \mu_n = I h\nu_{RF}/B_0$$

Aceasta metodă permite determinarea momentelor magnetice numai pentru substanțe gazoase sau sub formă de vapori (H_2; H_2O etc).

1.9.3 Metodele Bloch și Purcell

Experimentele lui Bloch și Purcell au permis aplicarea, pentru prima dată, a rezonanței magnetice nucleare la determinarea momentului magnetic al

substanțelor în stare condensată. Determinarea momentului magnetic nuclear al substanțelor aflate în stare lichidă sau solidă este mai complicată deoarece la astfel de substanțe moleculele sunt strâns unite ducând la o interacțiune puternică între un nucleu și vecinii lui. Ca urmare nu se poate lucra cu momente magnetice individiale, ca în cazul fasciculelor moleculare, ci cu *un sistem de magneți elementari sau un sistem de spini.*

Înainte de a discuta rezonanța unui astfel de sistem de spini, să precizăm anumite lucruri legate de realizarea rezonanței în cazul unui nucleu izolat.

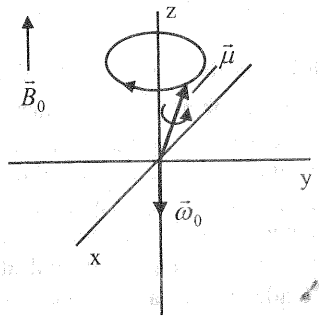


Fig. 1.14

Să considerăm spinul acestui nucleu $I = 1/2$. Atunci când nucleul este introdus într-un câmp magnetic extern $\vec{B}_0$, momentul magnetic al nucleului, $\vec{\mu}_I$, va executa o mișcare de precesie ca urmare a momentului forței ce acționează asupra lui

$$\vec{\tau} = \vec{\mu}_I \times \vec{B}_0$$

Viteza unghiulară a acestei precesii este $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{B}_0$, vectorul $\vec{\omega}_0$ fiind orientat în sensul negativ al axei Oz (Fig.1.14). Pulsația Larmor a acestei mișcări este $\omega_L = \gamma B_0$. Energia suplimentară care apare în urma interacțiunii dintre dipolul magnetic de moment μ_I și câmpul magnetic

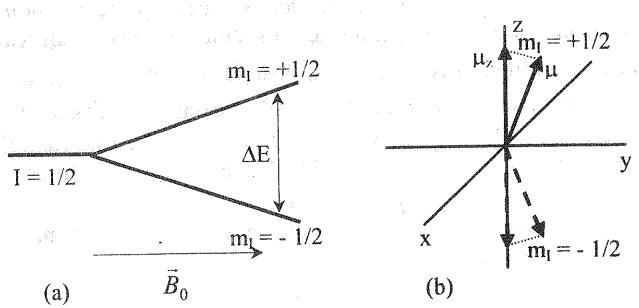


Fig. 1.15

exterior poate lua două valori care, din punct de vedere clasic, corespund orientării paralele (starea fundamentală) și orientării antiparalele (starea excitată) a celor doi vectori (Fig.1.15). Inversarea momentului magnetic este determinată

de câmpul rotațional $\vec{B}_1$ ce este perpendicular pe $\vec{B}_0$, în condițiile când $\vec{B}_1$ se rotește în planul xOy cu o viteză unghiulară egală cu pulsația Larmor. Pentru a discuta această mișcare este mai avantajos de a introduce un sistem de referință rotațional C' (Ox',y',z) (Fig.1.16). În acest sistem de referință, momentul magnetic nu mai "simte" efectul câmpului magnetic static $\vec{B}_0$ ci a unui câmp magnetic

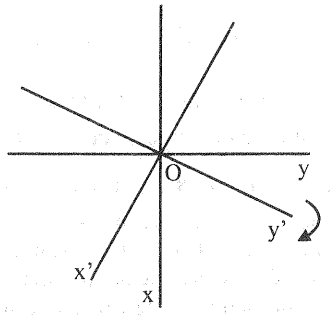


Fig. 1.16

$$B' = B_0 + \omega/\gamma \qquad (1.49)$$

unde ω este viteza unghiulară a lui C', iar ω/γ este un câmp fictiv B_f, care apare numai datorită mișcării relative a celor două sisteme de referință. Pentru $\omega = 0$, B_f devine zero, iar pentru $\omega = -\gamma B_0$, B' devine zero. Aceasta corespunde situației în care ω este egal ca mărime și semn cu pulsația Larmor. În aceste condiții, viteza unghilară și sensul de rotație a lui C' coincid cu cele de

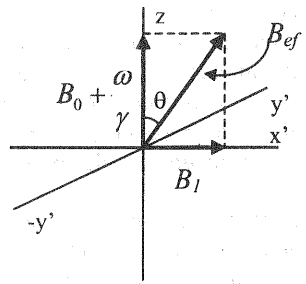


Fig. 1. 17

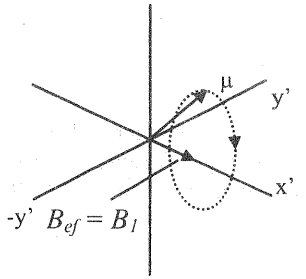


Fig. 1. 18

precesie. Dacă luăm în considerare și câmpul rotațional $\vec{B}_1$ (staționar în sistemul de referință rotațional), câmpul magnetic efectiv ce acționează asupra momentului magnetic nuclear va fi (Fig.1.17)

$$\vec{B}_{ef} = \vec{B}' + \vec{B}_1 = \vec{B}_0 + \vec{\omega}/\gamma + \vec{B}_1 = \vec{B}_0(1 - \omega/\omega_0) + \vec{B}_1 \qquad (1.50)$$

Unghiul θ format de $\vec{B}_{ef}$ cu axa Oz este definit de

$$\operatorname{tg}\theta = B_1 / B_0(1 - \omega/\omega_0) \qquad (1.51)$$

Pentru $B_0 >> B_1$ se pot întâlni următoarele situații:
(1) Dacă ω_0 diferă foarte mult de ω, câmpul efectiv este paralel cu axa Oz, $tg\theta$ devine aproximativ zero, adică $\theta \cong 0$ sau 180°.
(2) Dacă $\omega_0 \cong \omega$, $tg\theta$ se apropie de infinit, iar θ se apropie de de 90°. În aceste condiții, $\vec{B}_{ef}$ devine egal cu $\vec{B}_1$, iar $\vec{\mu}$ execută o mișcare de precesie cu pulsația ω în jurul direcției lui $\vec{B}_1$, adică în jurul axei Ox' (Fig. 1.18). Se trece astfel din starea fundamentală într-o stare excitată. Deoarece $B_0 >> B_1$, această a doua situație reprezintă un fenomen tipic de rezonanță în care o perturbație periodică mică a sistemului duce la o variație mare a energiei acestuia. Sistemul este afectat de câmpul perturbator numai când pulsația Larmor și pulsația ω sunt identice.

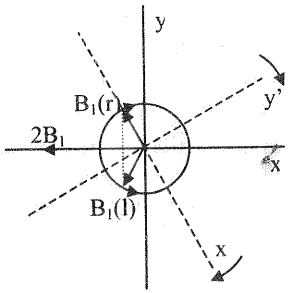


Fig. 1. 19

În practică, câmpul rotațional B_1 este generat de un oscilator, pe direcția axei Ox a sistemului de coordonate fix. După cum se știe, un câmp magnetic B_x polarizat liniar în direcția x cu pulsația ω și amplitudinea $2B_1$ poate fi reprezentat prin doi vectori magnetici, de modul B_1, care se rotesc în sensuri opuse (Fig.1.19).

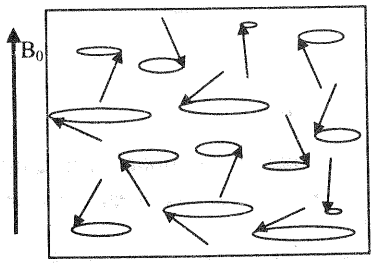


Fig. 1.20

Să anlizăm în continuare situația unui eșantion ce conține un număr mare de nuclee. În absența unui câmp magnetic exterior, momentele magnetice ale nucleelor (magneții elementari) sunt distribuite uniform în toate direcțiile și ca rezultat magnetizarea eșantionului este zero. Aplicând un câmp magnetic $\vec{B}_0$ pe direcția Oz, apare inițial numai o precesie Larmor a tuturor magneților elementari în jurul direcției câmpului exterior fără o reorientare a acestora (Fig. 1.20). Din

punct de vedere al mecanicii cuantice aceasta înseamnă că toate nivelurile energetice sunt ocupate în mod egal. Dar un astfel de sistem nu este în echilibru. Distribuția de echilibru este o distribuție Boltzmann corespunzătoare temperaturii sistemului de spini considerat, aflat într-un câmp exterior.

$$N_i = N_0 \exp(-\Delta E_i / KT) \qquad (1.52)$$

unde ΔE_i este diferența de energie dintre nivelul fundamental și nivelul i.

La distribuția de echilibru se ajunge ca urmare a interacțiunii dintre mișcările moleculare sau vibrațiile rețelei cu magneții nucleari elementari. Aceste interacțiuni duc la reorientări ale spinilor în așa fel încât majoritatea se orientează pe direcția câmpului exterior creând o *"magnetizare longitudinală"* M_z (Fig 1.21). Din punct de vedere energetic, aceasta corespunde ocupării în mod preferențial a nivelurilor energetice cu energie mai mică. Creșterea în timp a magnetizării longitudinale poate fi exprimată în funcție de

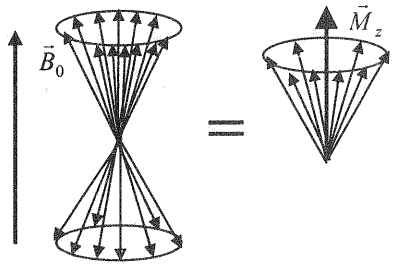


Fig.1.21

"timpul de relaxare" T_1 sub forma:

$$M_z = M_0\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)\right] \qquad (1.53)$$

unde M_0- este magnetizarea de echilibru.
Datotrită faptului că momentele nucleare nu se rotesc în fază ci sunt distribuite statistic pe suprafața unui con, magnetizarea macroscopică M nu are nici o componentă diferită de zero în planul xOy.
Diferențiind (1.53) se obține:

$$dM_z = \left(M_0 \frac{e^{-t/T_1}}{T_1}\right)dt$$

Din (1.53) rezultă:

$$M_0 e^{-t/T_1} = M_0 - M_z$$

Astfel,

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{M_z - M_0}{T_1} \qquad (1.54)$$

Pentru a analiza schimbul de energie a sistemului de spini cu mediul înconjurător, se introduce *"temperatura de spin"* T_S a sistemului prin relația:

$$M_z = n_0 \mu_I \frac{\mu_I B_0}{KT_S} \cdot \frac{I+1}{3I} \qquad (1.55)$$

Conform acestei relații, imediat după aplicarea câmpului magnetic exterior B_0, când $M_Z = 0$, temperatura de spin a sistemului este infinită și scade treptat, pe măsura polarizării longitudinale a eșantionului, până la temperatura de echilibru, T_0, a sistemului de spini (a eșantionului) când M_Z devine egal cu magnetizarea de echilibru M_0. Ca urmare, T_1 reprezintă timpul necesar realizării magnetizării de echilibru. În acest interval de timp energia sistemului de spini este transferată mediului înconjurător adică așa numitei *rețele*. Acest proces, descris de ecuația (1.54) se numește *relaxare longitudinală* iar T_1 se numește *timp de relaxare longitudinală* sau *timp de relaxare spin-rețea*. $1/T_1$ este constanta de viteză a tranziției sistemului perturbat în starea de echilibru. Procesul de relaxare are în vedere faptul că nucleele din rețea (probă) execută mișcări de rotație și vibrație care creează un câmp magnetic complex numit *câmp de rețea*. Unele din componentele acestui câmp vor avea aceeași frecvență și fază cu precesia Larmor a nucleelor ce ne interesează. Aceste componente ale câmpului de rețea pot astfel interacționa cu nucleele determinându-le să piardă energie. Energia

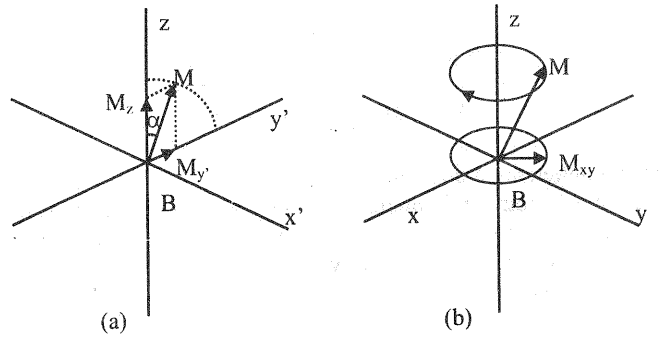


Fig. 1.22

pierdută duce la creșterea energiei de vibrație și rotație din rețea, deci la creșterea temperaturii probei. Valoarea timpului de relaxare T_1 depinde de raportul giromagnetic al nucleului și de mobilitatea rețelei. Cu cât mobilitatea crește, cresc frecvențele de vibrație și rotație făcând ca o componentă a câmpului de rețea să fie capabilă să interacționeze cu nucleele. În cazul unei probe lichide sau solide, magnetizarea longitudinală este menținută chiar în condițiile rezonanței deoarece sistemul încearcă prin relaxare să restabilească distribuția Boltzmann normală. O parte din energia absorbită de la câmpul de

radiofrecvență este ca urmare transferată mediului înconjurător. Mărimea noii magnetizări de echilibru, M_z, este funcție de T_1 și de amplitudinea câmpului $\vec{B}_1$.

Atunci când este înlăturat câmpul exterior, temperatura sistemului de spini crește din nou în urma absorbției de energie de la mediul înconjurător, adică de la rețea.

Aplicăm pe direcția axei Ox' un câmp electromagnetic polarizat liniar $\vec{B}_1$, (cu $B_1 << B_0$) de pulsație ω și amplitudine $2B_1$, staționar în sistemul de referință rotațional. La rezonanță ($\omega_0 = \omega$), se realizează o interacțiune între momentele nucleare individuale și câmpul $\vec{B}_1$ care înclină vectorul de magnetizare $\vec{M}$ de la poziția de echilibru din lungul axei Oz. Aceasta creează o *magnetizare transversală* $M_{y'}$ pe direcția Oy'. (Fig.1.22(a)). Spre deosebire de momentele magnetice nucleare individuale, vectorul magnetizare nu este inversat deoarece pentru amplitudini mici ale lui $\vec{B}_1$ nu toate momentele $\vec{\mu}_I$ pot să absoarbă energie. În sistemul de referință fix, $\vec{M}$ execută o mișcare de precesie în jurul lui Oz (Fig.1.22(b)). Ca urmare și magnetizarea transversală produsă (M_{xy}) se rotește, cu frecvența Larmor ($\nu_L \approx 10$ MHz), în sistemul de referință fix, în planul xOy. Ea poate fi detectată cu ajutorul unei bobine receptoare pe direcția Oy. Înclinarea lui $\vec{M}$ este proportională cu energia preluată de sistemul de spini de la câmpul de radiofrecvență $\vec{B}_1$ iar semnalul R.M.N. corespunde stării staționare dintre excitarea și relaxarea nucleară. Dependența de timp a magnetizării transversale este diferită de cea a magnetizării longitudinale. De aceea este necesar de a introduce un al doilea timp de relaxare T_2, numit *timp de relaxare transversală* sau *timp de relaxare spin-spin*. Variația în timp a celor două componente ale magnetizării transversale se scrie sub forma:

$$\frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2}; \qquad \frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2}. \qquad (1.56)$$

Un mecanism important pentru relaxarea transversală se bazează pe un transfer de energie în interiorul sistemului de spini. Interacțiunea se produce între nucleele vecine ale căror spini au frecvențe de precesie identice dar se află în stări cuantice magnetice diferite. În această situație, nucleele pot să-și schimbe reciproc stările cuantice. Nu se produce în acest fel nici o modificare netă a populării stărilor energetice, dar timpul mediu de viață al unui nucleu în starea excitată va scădea și aceasta va determina o lărgire a liniilor RMN.

Menționăm că la lichide T_1 și T_2 au valori foarte apropiate și în majoritatea cazurilor ele sunt de ordinul secundelor pe când în cristale solide T_2

este foarte mic (de ordinul $10^{-4} - 10^{-5}$s) iar T_1 este de ordinul secundelor sau minutelor.

Variația în timp a magnetizării poate fi exprimată în funcție de B_0, B_1 și ω. Pentru a găsi această dependență, plecăm de la momentul cinetic macroscopic al sistemului de spini pe care îl vom nota cu $\vec{P}$. Acesta este legat de magnetizarea macroscopică $\vec{M}$ prin aceeași relație prin care sunt legați $\vec{I}$ și $\vec{\mu}_I$:

$$\vec{M} = \gamma \vec{P} \quad \text{cu} \quad \gamma = \frac{e}{2m_p} g_I \tag{1.57}$$

γ este raportul giromagnetic iar g_I este factorul giromagnetic. Variația în timp a magnetizării va fi:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \frac{d\vec{P}}{dt} \tag{1.58}$$

Dar conform principiului al doilea al dinamicii pentru mișcarea de rotație putem scrie:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{M} \times \vec{B} \tag{1.59}$$

Ca urmare, variația în timp a magnetizării macroscopice este dată de:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \frac{d\vec{P}}{dt} = \gamma\left(\vec{M} \times \vec{B}\right) \tag{1.60}$$

Dacă se înlocuiește câmpul B_1 ce oscilează pe direcția x cu pulsația ω, cu un câmp $\vec{B}_1$ ce se rotește în jurul lui $\vec{B}_0$ în sensul precesiei Larmor, componentele câmpului magnetic rezultant ce acționează asupra sistemului de spini vor fi:

$$\vec{B} \equiv \left(B_1 \cos\omega t, -B_1 \sin\omega t, B_0\right) \tag{1.61}$$

Semnul componentei M_y depinde de semnul lui γ sau al lui g_I. Variația în timp a componentei magnetizării se datorează la doi factori: unul este dat de câmpurile exterioare B_0 și B_1, iar altul de procesele de relaxare ca urmare a interacțiunilor interne ale sistemului. Scriind relația (1.60) pe componente și luând în considerare relațiile (1.61) și (1.60) la care adăugăm "termenii de amortizare" dați de relațiile (1.55) și (1.54) se obține:

$$\frac{dM_x}{dt} = \dot{M}_x = \gamma\left[M_y B_z - M_z B_y\right] - \frac{M_x}{T_2}$$

sau

$$\dot{M}_x = \gamma\left[M_y B_0 + M_z B_1 \sin\omega t\right] - \frac{M_x}{T_2}$$

$$\dot{M}_y = \gamma\left[M_z B_1 \cos\omega t - M_x B_0\right] - \frac{M_y}{T_2} \tag{1.62}$$

$$\dot{M}_z = \gamma\left[-M_x B_1 \sin\omega t - M_y B_1 \cos\omega t\right] - \frac{M_z - M_0}{T_1}.$$

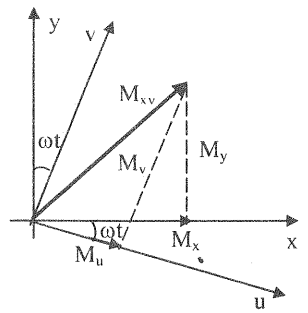


Fig. 1.23

Pentru a discuta efectul rezonanței asupra magnetizării, este mai convenabil de a utiliza un sistem de coordonate (u, v, z) care se rotește odată cu $\vec{B}_1$ adică cu viteza unghiulară $\omega = 2\pi\nu$. Componentele magnetizării transversale M_u și M_v în acest sistem de referință (Fig. 1.23) sunt legate de componentele M_x și M_y din sistemul de referință fix prin următoarele ecuații:

$$\text{a)}\ M_u = M_x \cos\omega t - M_y \sin\omega t$$
$$\text{b)}\ M_v = M_x \sin\omega t + M_y \cos\omega t \tag{1.63}$$

și respectiv relațiile inverse:

$$M_x = M_u \cos\omega t + M_v \sin\omega t$$
$$M_v = M_v \cos\omega t - M_u \sin\omega t \tag{1.64}$$

Variația în timp a magnetizării pe direcțiile u, v, z este dată de:

$$\text{a)}\quad \dot{M}_u - (\omega_L - \omega)M_v = -\frac{M_u}{T_2}$$

$$\text{b)}\quad \dot{M}_v + (\omega_L - \omega)M_u - \omega_1 M_z = -\frac{M_v}{T_2} \tag{1.65}$$

$$\text{c)}\quad \dot{M}_z + \omega_1 M_v = -\frac{M_z - M_0}{T_1}$$

unde am notat:

$$\omega_L = 2\pi\nu_L = |\gamma|B_0 \qquad \omega_1 = |\gamma|B_1 \tag{1.66}$$

Ca și în cazul metodei Rabi, efectul de rezonanță este studiat prin variația în timp fie a frecvenței $\nu = \omega/2\pi$ a câmpului transversal de radiofrecvență, fie a mărimii câmpului magnetic longitudinal uniform și, odată cu el, a pulsației Larmor ω_L a sistemului de spini. În ambele cazuri "se observă" o magnetizare transversală, când sistemul trece prin rezonanță, adică $\omega = \omega_L$.

Cazul cel mai interesant din punct de vedere practic este acela în care trecerea prin rezonanță se face într-un timp relativ lung în comparație cu timpii de relaxare. Acest procedeu poartă numele de *trecerea lentă prin rezonanță*. În aceste condiții valorile instantanee ale lui ω și B_0 pot fi considerate constante iar magnetizarea transversală poate fi considerată ca având valoarea de echilibru și ca urmare termenii $\dot{M}_u$, $\dot{M}_v$ și $\dot{M}_z$ din ecuațiile (1.65) pot fi neglijați în comparație cu ceilalți termeni. Se obține astfel un sistem de trei ecuații algebrice cu trei necunoscute M_u, M_v și M_z din a cărui rezolvare rezultă

$$M_u = M_0 \frac{\omega_1 T_2^2 (\omega_L - \omega)}{D + T_2^2 (\omega_L - \omega)^2} \tag{1.67a}$$

$$M_v = M_0 \frac{\omega_1 T_2}{D + T_2^2 (\omega_L - \omega)^2} \tag{1.67b}$$

$$M_z = M_0 \frac{1 + T_2^2 (\omega_L - \omega)^2}{D + T_2^2 (\omega_L - \omega)^2} \tag{1.67c}$$

unde

$$D = 1 + \omega_1^2 T_1 T_2 \tag{1.68}$$

Într-o primă aproximație se prespune că $\omega_1^2 T_1 T_2 << 1$ sau D $\cong$ 1. În aceste condiții, se observă că ecuația (1.67a) reprezintă curba de dispersie, iar ecuația (1.67b) reprezintă curba de absorbție a unui oscilator armonic. Valoarea maximă a lui M_V este:

$$M_v^{max} = \omega_1 T_1 M_0 \tag{1.69}$$

și se realizează pentru $\omega = \omega_L$. Semilărgimea naturală (lărgimea la jumătatea înălțimii) a maximului este :

$$\Delta\omega_{h=\frac{1}{2}} = \frac{2}{T_2} \tag{1.70}$$

(în condițiile menționate $\omega_1\sqrt{T_1 T_2} << 1$).

Valorile extreme ale lui M_u sunt:

$$M_u^{max} = \pm\frac{1}{2}\omega_1 T_2 M_0 = \frac{1}{2} M_v^{max} \tag{1.71}$$

și se realizează pentru $\omega - \omega_L = \pm\frac{1}{T_2}$, adică atât valoarea cât și poziția lui

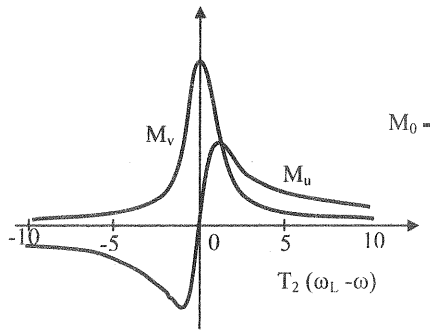


Fig. 1.24

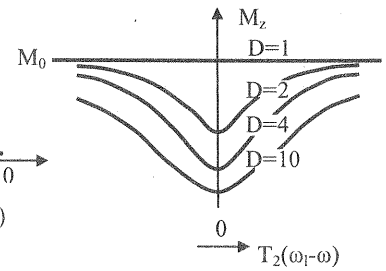


Fig. 1.25

M_u^{max} se află la jumătatea maximului lui M_v (Fig.1.24).

Se constată că valorile maxime ale lui M_u și M_v depind de valoarea lui ω_1, adică de puterea câmpului de radiofrecvență.

În ceea ce privește magnetizarea longitudinală se constată o dependență a lui M_z de ω_L- ω (Fig.1.25) cu un minim la ω_L = ω. Valoarea minimului depinde de puterea câmpului de radiofrecvență.

1.9.4 Realizarea experimentală a rezonanței magnetice nucleare pentru probe în stare lichidă sau solidă

Părțile principale ale unei astfel de instalații sunt magnetul, generatorul de radiofrecvență și detectorul. Proba ce urmează a fi cercetată este conținută într-un tub de sticlă, de aproximativ 15 cm lungime și 5 sau 10 mm diametru, plasat într-un câmp magnetic extern $\vec{B}_0$. Proba este introdusă în bobina generatorului de radiofrecvență ce furnizează câmpul de radiofrecvență.

După cum am menționat, detectarea rezonanței se face în mod diferit în metoda *Bloch* și metoda *Purcell*.

Metoda *Purcell* utilizează același oscilator de radiofrecvență atât pentru crearea câmpului B_1 și realizarea rezonanței nucleare, cât și pentru detectarea

acestui fenomen. Detecția se bazează pe faptul că, la rezonanță, se produce o

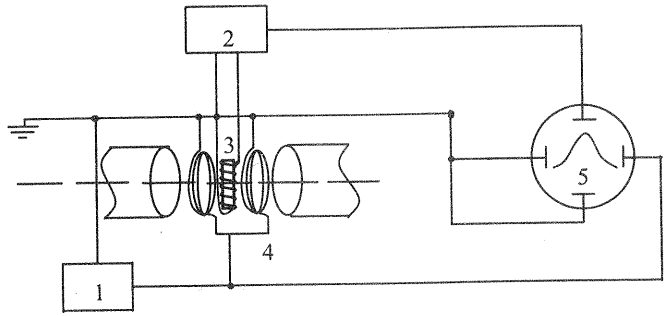


Fig. 1.26
Schema instalației ce utilizează metoda lui Purcell.
1. Generator de joasă frecvență; 2. Generator de înaltă frecvență;
3. Proba; 4. Bobine Helmholtz; 5. Osciloscop

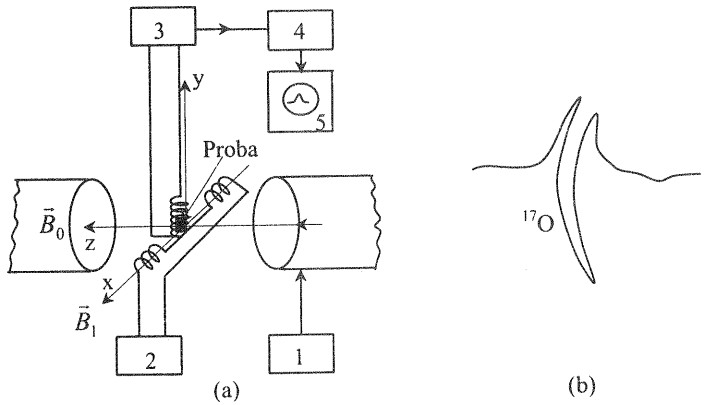


Fig. 1.27 (a) Schema de principiu a instalației Bloch. 1.Controlerul câmpului magnetic uniform ; 2. Oscilator de radiofrecvență; 3. Amplificator de radiofrecvență; 4. Redresor; 5. Osciloscop.
(b) Semnalul de rezonanță înregistrat pentru ^{17}O.

absorbție maximă de energie de la câmpul de radiofrecvență. Această energie

este necesară trecerii sistemului de spini într-o altă stare cuantică, deci cu o altă orientare a momentelor magnetice nucleare. Absorbția de energie de la oscilator duce la micșorarea factorului de calitate Q al oscilatorului, ceea ce are ca efect micșorarea curentului. Schema unei astfel de instalații este prezentată în Fig.1.26.

În metoda *Bloch* se măsoară tensiunea alternativă indusă de magnetizarea nucleară transversală M_{xy} (care se rotește în jurul direcției lui $\vec{B}_0$) într-o bobină receptor așezată perpendicular atât pe $\vec{B}_0$ cât și pe $\vec{B}_1$ (Fig. 1.27)

Experimental, condiția de rezonanță poate fi realizată în două moduri: 1) se menține B_0 constant și se modifică frecvența câmpului de radiofrecvență; 2) se menține constantă frecvența câmpului de radiofrecvență și se modifică intensitatea câmpului B_0. De obicei, în practică, se utilizează a doua metodă.

1.9.5 Aplicații ale rezonanței magnetice nucleare în biofizică și fizică medicală

Aplicațiile RMN în aceste domenii se referă la *Spectroscopia de rezonanță magnetică* și la *Imagistica RMN.*

a) Spectroscopia de rezonanță magnetică

În discuțiile de mai sus, s-a presupus că, într-un câmp magnetic dat, un anumit nucleu rezonează totdeauna la o aceeași frecvență a câmpului de radio frecvență. S-a constatat totuși că frecvența de rezonanță pentru nucleele de hidrogen (protoni) din grăsimi este diferită de cea pentru nucleele de hidrogen din apă. Aceasta se explică prin aceea că nucleul dintr-o moleculă este ecranat de norul electronic exterior. Mișcarea electronilor pe orbite crează un câmp magnetic mic ce acționează asupra nucleului. În substanțele diamagnetice acest câmp are sensul contrar câmpului exterior. Mărimea acestui câmp local depinde de atomii înconjurători. Ca urmare, frecvența Larmor va fi diferită pentru un același nucleu aflat în compoziții chimice diferite.

Spectroscopia de rezonanță magnetică se bazează pe faptul că semnalul RMN depinde de tipul de nucleu și de combinația chimică în care acesta se găsește în proba studiată. Prima condiție pe care trebuie s-o îndeplinească nucleele utilizate în spectroscopia de rezonanță magnetică este să aibă moment magnetic diferit de zero. Așa se explică faptul că izotopul ^{12}C, prezent în proporție mare în toate substanțele organice, nu poate fi utilizat în astfel de studii deoarece, la fel ca toate nucleele par-par, are spinul și momentul magnetic zero. Se utilizează în schimb izotopul ^{13}C ce se găsește în proporție de doar 1,1% în amestecul natural de izotopi ai carbonului. Sensibilitatea experimentului efectuat asupra unui anumit tip de nucleu depinde de mărimea momentului magnetic al acestuia, μ_I, care determină diferența dintre nivelurile

energetice de structură hiperfină și, ca urmare, excesul de populație din starea energetică inferioară. Pe lângă acestea, un rol important îl joacă *abundența naturală* a izotopului respectiv.

Tabelul 1.2

Nucleul	Nr. cuantic de spin	Mom. Magnetic (în μ_n)	Raportul giromag. γ	Frev.Rez (ν, MHz) (B_0=1T)	Sensibilit. Relativă	Abund. Naturală (%)
^{1}H	1/2	2.79277	2.675	42.577	1.000	99.98
^{2}H	1	0.85735	0.411	6.536	0.009	0.0156
^{10}B	3	1.8007	0.288	4.575	0.02	18.83
^{11}B	3/2	2.6880	0.858	13.660	0.165	81.17
^{13}C	1/2	0.70216	0.673	10.705	0.016	1.108
^{14}N	1	0.40369	0.193	3.076	0.001	99.635
^{15}N	1/2	-0.28298	-0.271	4.315	0.001	0.365
^{17}O	5/2	-1.8930	-0.363	5.772	0.029	0.037
^{19}F	1/2	2.6273	2.517	40.055	0.834	100.0
^{29}Si	1/2	-0.55492	-0.531	8.460	0.076	4.70
^{31}P	1/2	1.1316	1.083	17.235	0.066	100.0

Proprietățile câtorva din cele mai importante nuclee pentru spectroscopia RMN a compușilor organici sunt indicate în tabelul 1.2.

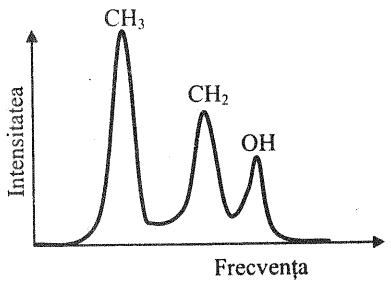


Fig. 1.28

Identificarea structurii moleculelor se face pe baza a patru caracteristici ale unui spectru RMN și anume: numărul de semnale RMN, poziția fiecărui semnal în raport cu un semnal de referință, aria relativă de sub fiecare semnal, despicarea spin-spin a fiecărui semnal. Numărul semnalelor RMN provenite de la un același nucleu aflat într-un anumit compus chimic ne dă numărul de combinații în care se află nucleul în molecula respectivă. De exemplu, semnalul RMN pentru nucleele de hidrogen din etanol, CH_3CH_2OH, conține trei linii. Ele corespund rezonanței nucleelor de hidrogen din metil, CH_3, metilen, CH_2 și respectiv hidroxil, OH (Fig. 1.28).

Pentru a exprima modificarea frecvenței de rezonanță în funcție de combinația chimică în care se găsește nucleul s-a introdus noțiunea de *deplasare chimică*. Ea se definește ca diferența dintre frecvența de rezonanță magnetică a

nucleului în substanța dată (ν) și într-o substanță de referință (ν_{ref}), raportată la frecvența RMN pentru nucleul aflat în substanța de referință.

$$\delta = (\nu - \nu_{ref}) / \nu_{ref} .$$

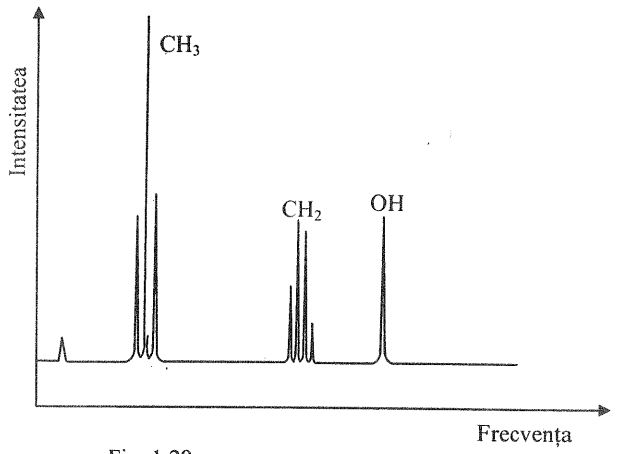


Fig. 1.29

Drept substanță de referință pentru RMN a hidrogenului se ia tetrametilsilanul. Fiecare din cele trei vârfuri prezintă o structură care depinde de numărul de

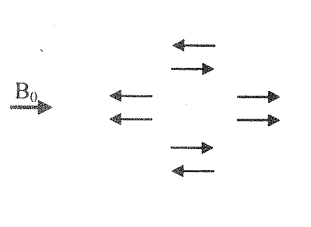


Fig. 1.30 Orientarea spinilor nucleelor de hidrogen ale metilenului in raport cu B_0

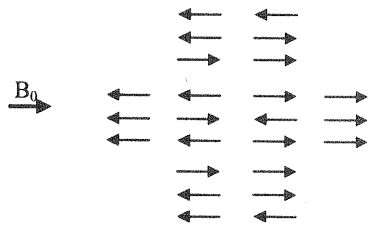


Fig. 1.31 Orientarea spinilor nucleelor de hidrogen ale metilului in raport cu B_0

protoni din grupările atomice vecine. Astfel linia metilului are o structură de triplet iar linia metilenului are o structură de cvartet (Fig. 1.29). Structura

liniilor de rezonanță magnetică nucleară se explică prin interacțiunile spin-spin ale nucleelor. Tripletul metilului se obține ca urmare a acțiunii protonilor metilenului (ce constituie mediul înconjurător). Metilenul are doi protoni ai căror spini se pot orienta în două sensuri în raport cu sensul câmpului magnetic exterior B_0 aplicat probei (Fig. 1.30). Prima combinație, în care spinii celor doi protoni sunt opuși lui B_0, are ca efect o reducere a intensității câmpului magnetic ce acționează asupra protonilor din metil. Aceasta face ca, pentru realizarea rezonanței, să fie necesar un câmp magnetic exterior mai mare. Cele două combinații cu spinii reciproc antiparaleli nu au nici un efect asupra câmpului magnetic. Combinația cu spinii paraleli cu B_0 conduce la o mărire a intensității câmpului ce acționează asupra protonilor din metil și ca urmare realizarea rezonanței necesită un câmp exterior mai mic.

Raportul intensităților liniilor din tripletul metilului este 1/ 2 / 1.

La rândul lor, nucleele de hidrogen din metil acționează asupra nucleelor de hidrogen (protonilor) din metilen. Orientările spinilor celor trei nuclee de hidrogen din metil sunt indicate în figura (Fig. 1.31). Se obțin opt combinații de spin dintre care numai patru sunt distincte. Analiza (asemănătoare cu cea de mai sus) influenței acestor combinații distincte de spini explică despicarea liniei metilenului în patru linii de rezonanță magnetică nucleară (Fig.1.29). Raportul intensităților acestor linii este 1/3/3/1.

Spectrele RMN ale hidrogenului, pentru un număr mare de compuși chimici diferiți, au permis să se tragă următoarele concluzii generale:

1) Despicarea liniilor spectrale se datorează acțiunii nucleelor vecine. Nucleele echivalente (din aceeași grupare atomică) nu interacționează între ele. De exemplu, cei doi protoni ai metilului cauzează despicarea liniei corespunzătoare protonilor de metilen dar nu se influențează între ei.

2) Multiplicitatea unui multiplet este dată de numărul de protoni echivalenți plus unu, adică există *regula n + 1*.

3) Aria de sub semnalul de rezonanță este proporțională cu numărul de protoni ce generează semnalul RMN respectiv.

4) Deplasarea chimică δ depinde de constanta de cuplaj J și nu depinde de intensitatea câmpului magnetic aplicat.

După cum se poate observa din tabelul 1.2, rezonanța magnetică pentru nuclee mai grele decât hidrogenul se obține la frecvențe diferite. Aceasta face posibilă obținerea semnalului RMN generat de diferite nuclee alegând în mod corespunzător frecvența de rezonanță.

Utilizarea rezonanței magnetice nucleare în medicină a devenit posibilă abia după 1973 când a apărut în revista *Nature* articolul "*Image Formation by Induced Local Interaction; Examples Emploing Magnetic Resonance* " scris de *Paul C. Lauterbur*, de la Universitatea de Stat din New York. Lucrarea lui a

fundamentat imagistica cu rezonanță magnetică ceea ce înseamnă obținerea de imagini ale unor organe sau a întregului organism cu ajutorul RMN. Odată cu introducerea RMN în imagistica clinică, cuvântul "nuclear" a fost înlăturat pentru a nu speria pacienții și metoda se numește *imagistică cu rezonanță magnetică* (*IRM*) (*sau MRI* de la denumirea în engleză *magnetic resonance imaging*).

Tabelul 1.3

Radio Frecvență		Microunde			Infra-roșu	Vizibil/ UV	Radiații X
RMN							Roentgen
ν(Hz)	$3\cdot10^7$	$3\cdot10^{10}$	-	-	$3\cdot10^{14}$	-	$3\cdot10^{16}$

Radiațiile utilizate în IRM sunt total diferite de radiațiile X și gama utilizate pentru examinări radioscopice. Imginile cu radiații X se obțin în urma interacțiunii acestor radiații cu electronii atomici, în timp ce semnalele RMN rezultă din interacțiunea câmpurilor de radiofrecvență cu nucleele. Din această cauză, contrastul imaginilor obținute în cele două cazuri este foarte diferit.

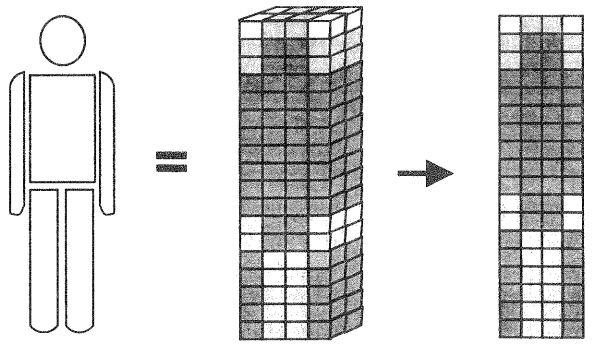


Fig. 1.32

Ordinul de mărime al frecvenței radiațiilor utilizate în IRM este cu nouă unități mai mic decât al frecvenței radiațiilor X și sunt considerate nedăunătoare organismului. În tabelul 1.3 sunt date frecvențele utilizate, în prezent, în medicină.

În prezent, IMR influențează deciziile în majoritatea ramurilor medicinei, de la neurologie la ortopedie, de la pediatrie la terapia cu radiații. Este o metodă de investigare la care apelează din ce în ce mai mulți pacienți. IMR implică o interdisciplinaritate mult mai largă decât imagistica cu radiații X și este de asemenea un domeniu mult mai complex și mai sofisticat.

Imaginile în IRM se obțin prin înregistrarea semnalelor RMN ce provin din diferite "puncte" ale probei. Tabloul IMR se compune din elemente numite *pixel*. Fiecare pixel reflectă conținutul unui element de volum numit *voxel*. (Fig.1.32). În principiu, un voxel poate fi oricât de mic, chiar cât o celulă. În realitate, dimensiunea unui voxel depinde de un număr de factori de limitare. De obicei, într-un strat din obiectul de cercetat se crează un număr de 256 x 256 x 1

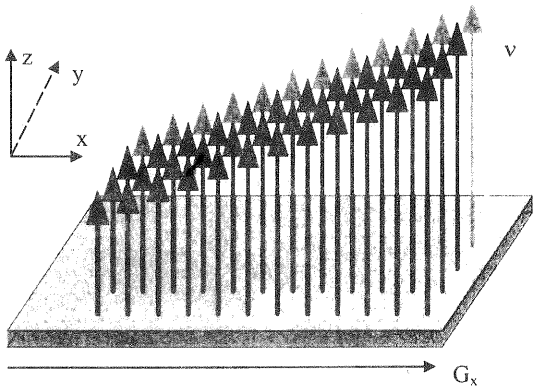


Fig. 1.33

voxeli ce sunt transformați în pixeli. Apare astfel un tablou cu 256 x 256 elemente numit *matrice imagine*. Matricea imagine reprezintă *câmpul de vedere* (FOV- field of view). De exemplu, atunci când câmpul de vedere este capul unui pacient, ce ar avea dimensiunea de 25,6 cm, utilizarea unei matrice imagine de 256 x 256 face ca un pixel să reprezinte 1mm. În condițiile când câmpul de vedere este mai mic, de exemplu de 12,8 cm, aceleași dimensiuni ale matricei imagine vor duce la o rezoluție spațială de 0,5 mm.

Formarea unei imagini implică localizarea spinilor de interes, excitarea spinilor selectați, codificarea spațială a semnalelor provenite de la aceștia și reconstrucția obiectului. Pentru a obține o imagine de la un pacient, este necesar ca semnalul de rezonanță magntică, provenit de la diferite nuclee, să conțină informații asupra locului unde sunt situate nucleele respective în pacient. Echipamentul RMN descris până aici nu ne poate oferi astfel de informații

deoarece într-un câmp magnetic uniform un nucleu va genera un semnal de aceeași frecvență în orice loc al eșantionului s-ar afla. Dacă se modifică liniar intensitatea câmpului magnetic în lungul probei, frecvența de rezonanță și implicit frecvența semnalului, provenit din diferite puncte ale probei, va varia de asemenea liniar în lungul ei. Deci *localizarea spinilor de interes* necesită impunerea unui gradient al câmpului magnetic (Fig.1.33). În prezent toate metodele de IRM utilizează astfel de gradienți ai câmpului magnetic.

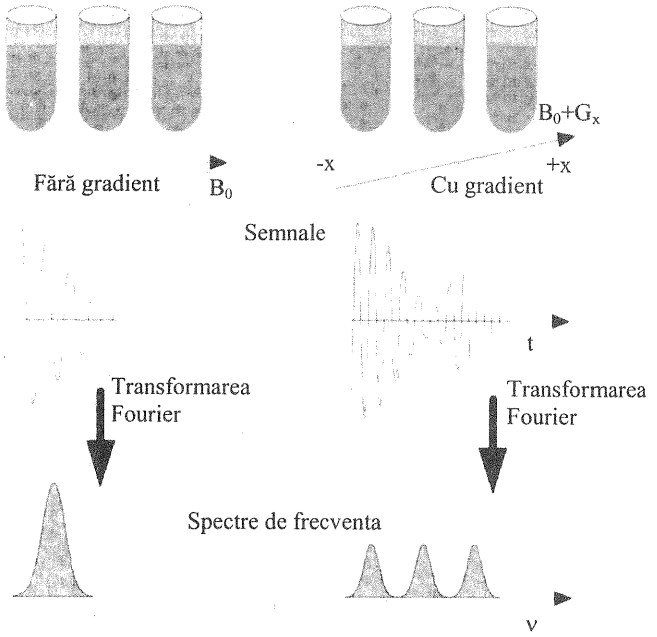


Fig. 1.34

Să ilustrăm cele spuse mai sus pe un exemplu simplu. Considerăm trei eșantioane mici de apă aflate la diferite poziții pe axa Ox. În lipsa gradientului de câmp magnetic, aplicând un impuls de radio frecvență se va genera un semnal RMN ce va conține o singură frecvență (Fig.1.34). Transformata Fourier [16, 31, 51] a acestui semnal va da un spectru cu un singur vârf. Dacă se aplică un gradient de câmp magnetic în lungul axei Ox, semnalul RMN, obținut după aplicarea câmpului de radiofrecvență, va consta din frecvențe diferite corespunzătoare celor trei poziții de pe axa Ox. Spectrul transformatei Fourier

va consta din trei vârfuri. Diferențele de frecvență dintre eșantioane depind de distanța dintre ele și de gradientul câmpului magnetic.

Gradienții câmpului magnetic sunt generați de un set de bobine situate în interiorul magnetului mare ce generează câmpul uniform. Ele pot produce câmpuri ce variază uniform în lungul fiecăreia din cele trei direcții (x, y, z). În felul acesta se pot distinge eșantioane diferite (sau țesuturi diferite) din corp care pot fi localizate în spațiul tridimensional.

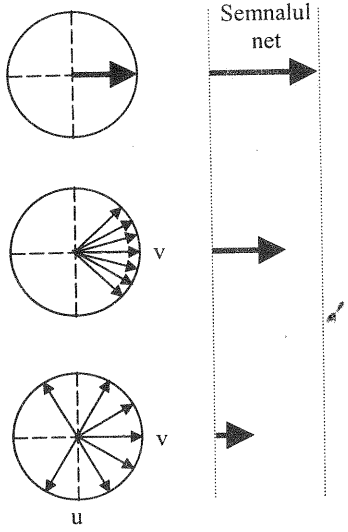


Fig. 1.35

Excitarea spinilor de interes se face aplicând un câmp de radiofrecvență, având frecvența corespunzătoare rezonanței, perpendicular pe câmpul uniform. Mici imperfecțiuni ale câmpului magnetic B_0 cauzează defazarea vectorilor moment magnetic, ceea ce duce la micșorarea magnetizării transversale. Aceasta are drept consecință micșorarea în timp a amplitudinii semnalului de rezonanță (Fig.1.35). Pentru refacerea amplitudinii acestui semnal se utilizează diferite metode. Detalierea acestor metode depășește scopul acestui curs.

Reconstrucția imaginii se face pe baza unui program de calcul care analizează semnalele, găsește frecvențele de rezonanță magnetică nucleară și identifică locul în care se află spinii (deci nucleele) ce rezonează pe frecvența respectivă.

Una din principalele probleme ale imagisticei medicale, în general, este aceea a contrastului. Premisa unei metode de imagistică bune este un contrast cât mai mare. Aceasta presupune o intensitate mare a semnalului și un raport semnal-zgomot cât mai mare. Digitizarea imaginilor permite o evaluare cantitativă a contrastului. Intensitatea de gri a pixelilor poate fi exprimată în numere. Diferența numerică dintre intensități crează contrastul. Cu cât diferența de intensitate este mai mare cu atât contrastul este mai bun. În IMR contrastul poate fi manipulat utilizând diferiți agenți de contrast.

Este important de menționat că intensitatea imaginii în IMR nu este standardizată. Ea depinde de echipamentul RMN utilizat.

Tehnica IMR a permis să se observe părți din țesuturi (de exemplu, secțiuni din creier) care nu erau accesibile până la apariția ei, obligând astfel medicii să reînvețe anatomie și patologie.

Combinarea IRM cu spectroscopia de rezonanță magnetică permite obținerea de informații *în vivo* asupra compoziției chimice a țesuturilor umane.

Întrebări

1. În ce constă modelul protono-neutronic al nucleului ?
2. Descrieți metoda lui Moseley de determinare a sarcinii nucleului.
3. Care este unitatea atomică de masă ?
4. Ce reprezintă harta nuclizilor (diagrama Segrè) ?
5. Cum depinde raza nucleului de numărul de masă ?
6. Calculați energia electrostatică dintr-un nucleu cu număr de masă A și număr de ordine Z.
7. Desenați despicarea de structură hiperfină a nivelului de structură fină corespunzător lui $J = 1$ știind că nucleul are spinul $I = 3/2$ iar momentul magnetic $\mu_I < 0$.
8. În ce constă metoda rezonanței magnetice nucleare de determinare a spinului și momentului magnetic nuclear ?
9. Descrieți metoda Rabi de determinare a momentului magnetic nuclear.
10. Ce este magnetizarea longitudinală și magnetizarea transversală ?
11. Ce reprezintă timpii de relaxare longitudinală și transversală ?
12. Care sunt ecuațiile Bloch și ce reprezintă acestea ?
13. Interpretați reprezentările grafice ale ecuațiilor Bloch.
14. Descrieți un experiment de determinare a momentelor magnetice nucleare pentru substanțe în stare lichidă sau solidă.
15. Care este principiul spectroscopiei de rezonanță magnetică nucleară ?
16. Descrieți modul de localizare a spinilor de interes în imagistica RMN.

ANEXA 1.1

Valorile maselor şi ale energiilor de legătură pentru câţiva izotopi

Nuclidul	Masa (u)	Energia de leg. (MeV)
^{2}H	2,014101778	2,2
^{3}H	3,0160492675	8,5
^{3}He	3,0160293097	7,7
^{4}He	4,0026032497	28,3
^{6}Li	6,0151223	32,0
^{7}Li	7,0160040	39,2
^{8}Li	8,0224867	41,3
^{12}C	12,0000000	92,2
^{13}C	13,003354838	97,1
^{14}C	14,003241988	105,5
^{14}O	14,0085953	98,7
^{16}O	15,994914622	127,6
^{17}O	16,9991315	131,8
^{18}O	17,9991604	139,8
^{114}Sn	113,9027818	971,4
^{118}Sn	117,9016063	1005,0
^{120}Sn	119,9021966	1020,6
^{130}Cs	129,9067058	1093,1
^{135}Cs	134,9059715	1134,3
^{137}Cs	136,9070836	1149,5
^{200}Tl	199,9709456	1577,9
^{204}Tl	203,9738487	1607,5
^{206}Tl	205,976104	1621,6
^{206}Pb	205,9744490	1622,3
^{207}Pb	206,9758806	1629,0
^{208}Pb	207,9766359	1636,4
^{209}Pb	208,9810748	1640,4
^{210}Pb	209,9841731	1645,6
^{211}Pb	210,988742	1649,3
^{204}Bi	203,9778052	1602,4
^{205}Bi	204,9773747	1610,8
^{206}Bi	205,9784829	1617,9
^{208}Bi	207,9797267	1632,8
^{211}Bi	210,987300	1649,9
^{208}Po	207,9812312	1630,6
^{212}Po	211,988866	1655,8
^{216}Po	216,001922	1675,9
^{210}Rn	209,9896800	1637,5
^{222}Ra	222,0153613	1708,7
^{223}Ra	223,0184972	1713,8
^{224}Ra	224,0202020	1720,3
^{225}Th	225,0239411	1723,6
^{226}Th	226,0248912	1730,5
^{228}Th	228,0287314	1743,0
^{232}Th	232,0380504	1766,5
^{233}U	233,0396282	1771,8
^{235}U	235,0439231	1783,8
^{236}U	236,0455619	1790,2
^{238}U	238,0507826	1801,7
^{239}U	239,0542877	1806,5

ANEXA 1.2

Rezolvarea ecuaţiilor Bloch

Ecuaţiile Bloch dau variaţia în timp a componentelor vectorului magnetizare. Această variaţie este determinată atât de câmpurile magnetice cât şi de procesele de relaxare longitudinală şi transversală. Variaţia determinată de câmpul magnetic este:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\left(\vec{M} \times \vec{B}\right) \tag{1}$$

unde componentele câmpului magnetic sunt:

$$\vec{B} \quad (B_1 \cos\omega t, \quad -B_1 \sin\omega t, \quad B_0)$$

iar componentele magnetizării sunt:

$$M\left(M_x, M_y, M_z\right)$$

Variaţia magnetizării datorată proceselor de relaxare este data de:

$$\frac{d\vec{M}_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2}$$

$$\frac{d\vec{M}_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2} \tag{2}$$

$$\frac{d\vec{M}_z}{dt} = -\frac{M_z - M_0}{T_1}$$

Pe baza celor de mai sus, se scrie:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma\left[M_y B_0 + M_z B_1 \sin\omega t\right] - \frac{M_x}{T_2} \tag{3}$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma\left[M_z B_1 \cos\omega t - M_x B_1\right] - \frac{M_y}{T_2} \tag{4}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma\left[M_x\left(-B_1 \sin\omega t\right) - M_y B_1 \cos\omega t\right] - \frac{M_z - M_0}{T_1} \tag{5}$$

Pentru a găsi componentele magnetizării, este mai comod de a utiliza un sistem de referință rotitor (u,v,z). Acest sistem se rotește odată cu $\vec{B}_1$ care, la rândul lui, se rotește în același sens cu vecorul magnetizare în jurul lui $\vec{B}_0$. Componentele M_x și M_y ale magnetizării transversale în funcție de proiecțiile acesteia pe axele Ou și Ov (Fig.1.20) sunt:

$$M_u = M_x \cos\omega t - M_y \sin\omega t \tag{6}$$

$$M_v = M_y \cos\omega t + M_x \sin\omega t \tag{7}$$

Pentru a determina M_x și M_y în funcție de M_u și M_v procedăm astfel:
Înmulțim (1) cu cos ωt și (2) cu sin ωt

$$M_u \cos\omega t = M_x \cos^2\omega t - M_y \sin\omega t \cos\omega t \tag{8}$$

$$M_v \sin\omega t = M_y \sin\omega t \cos\omega t + M_x \sin^2\omega t \tag{9}$$

Adunând membru cu membru relațiile (8) și (9) obținem:

$$M_u \cos\omega t + M_v \sin\omega t = M_x \tag{10}$$

Înmulțim (6) cu sinωt și (7) cu cos ωt

$$M_u \sin\omega t = M_x \cos\omega t \sin\omega t - M_y \sin^2\omega t \tag{11}$$

$$M_v \cos\omega t = M_y \cos^2\omega t + M_x \sin\omega t \cos\omega t \tag{12}$$

Scăzând (11) din (12) se obține:

$$M_v \cos\omega t - M_u \sin\omega t = M_y \tag{13}$$

Din (10) și (13) se obtine:

$$\dot{M}_x = \dot{M}_u \cos\omega t - M_u\omega \sin\omega t + \dot{M}_v \sin\omega t + M_v\omega \cos\omega t \tag{14}$$

$$\dot{M}_y = \dot{M}_v \cos\omega t - M_v\omega \sin\omega t - \dot{M}_u \sin\omega t - M_u\omega \cos\omega t \tag{15}$$

Introducând (10), (13), (14) si (15) în ecuațiile (3), (4) si (5), se obține:

$$\dot{M}_u \cos\omega t - M_u\omega \sin\omega t + \dot{M}_v \sin\omega t + M_v\omega \cos\omega t$$
$$= \gamma M_v \cos\omega t \cdot B_0 - \gamma M_u B_0 \sin\omega t + \gamma M_z B_1 \sin\omega t - \frac{M_u}{T_2}\cos\omega t - \frac{M_v}{T_2}\sin\omega t$$

$$\dot{M}_v \cos\omega t - M_v\omega \sin\omega t - \dot{M}_u \sin\omega t - M_u\omega \cos\omega t$$
$$= \gamma M_z B_1 \cos\omega t - \gamma B_0 M_u \cos\omega t + \gamma M_v B_0 \sin\omega t - \frac{M_v}{T_2}\cos\omega t + \frac{M_u}{T_2}\sin\omega t$$

de unde

$$\dot{M}_u \cos\omega t + \dot{M}_v \sin\omega t = M_u\omega \sin\omega t - M_v\omega \cos\omega t$$
$$+ \gamma B_0 M_v \cos\omega t - \gamma B_0 M_u \sin\omega t + \gamma M_z B_1 \sin\omega t - \frac{M_u}{T_2}\cos\omega t - \frac{M_v}{T_2}\sin\omega t \tag{16}$$

$$\dot{M}_v \cos\omega t - \dot{M}_v \sin\omega t = M_u\omega \cos\omega t + M_v\omega \sin\omega t +$$
$$+ \gamma B_1 M_z \cos\omega t - \gamma B_0 M_u \cos\omega t - \gamma B_0 M_v \sin\omega t - \frac{M_v}{T_2}\cos\omega t + \frac{M_u}{T_2}\sin\omega t \tag{17}$$

Înmulțind (16) cu sin ωt și (17) cu cos ωt și se obține:

$$\dot{M}_u \cos\omega t \sin\omega t + \dot{M}_v \sin^2\omega t = M_u\omega \sin^2\omega t - M_v\omega \cos\omega t \sin\omega t$$
$$+ \gamma B_0 M_v \cos\omega t \sin\omega t - \gamma B_0 M_u \sin^2\omega t + \gamma M_z B_1 \sin^2\omega t \tag{18}$$
$$- \frac{M_u}{T_2}\cos\omega t \sin\omega t - \frac{M_v}{T_2}\sin^2\omega t$$

$$\dot{M}_v \cos^2\omega t - \dot{M}_v \sin\omega tc \cos\omega t = M_u\omega \cos^2\omega t + M_v\omega \sin\omega t \cos\omega t +$$
$$+ \gamma B_1 M_z \cos^2\omega t - \gamma B_0 M_u \cos^2\omega t - \gamma B_0 M_v \sin\omega t \cos\omega t \tag{19}$$
$$- \frac{M_v}{T_2}\cos\ \omega t + \frac{M_u}{T_2}\sin\omega t \cos\omega t$$

Adunând (18) si (19) membru cu membru rezultă:

$$\dot{M}_v = M_u\omega - \frac{M_v}{T_2} - \gamma B_0 M_u + \gamma B_1 M_z = M_u(\omega - \gamma B_0) + M_z \gamma B_1 - \frac{M_v}{T_2}$$

$$\dot{M}_v + (\omega_L - \omega)M_u - \omega_1 M_z = -\frac{M_v}{T_2} \tag{20}$$

unde am folosit notațiile: $\omega_L = \gamma B_0$ si $\omega_1 = \gamma B_1$.
Înmulțind (16) cu cos ωt iar (17) cu sin ωt și scăzând a doua ecuație din prima se obține:

$$\dot{M}_u = -\omega M_v + \gamma B_0 M_v - \frac{M_u}{T_2}$$

$$\dot{M}_u - (\omega_L - \omega)M_v = -\frac{M_u}{T_2} \tag{21}$$

Introducând (10) și (13) în (5) rezultă:

$$\dot{M}_z = -\gamma B_1 \sin\omega t\left(M_u \cos\omega t + M_v \sin\omega t\right)$$
$$-\gamma B_1 \cos\omega t\left(M_v \cos\omega t - M_u \sin\omega t\right) - \frac{M_z - M_0}{T_1}$$
$$\dot{M}_z = -\gamma B_1 M_u \sin\omega t\cos\omega t - \gamma B_1 M_v \sin^2\omega - \gamma B_1 M_v \cos^2\omega t$$
$$+\gamma B_1 M_u \sin\omega t\cos\omega t - \frac{M_z - M_0}{T_1}$$
$$\dot{M}_z = -\gamma B_1 M_v - \frac{M_z - M_0}{T_1} = -\omega_1 M_v - \frac{M_z - M_0}{T_1} \qquad (22)$$

La trecerea lentă prin rezonanță, se neglijează $\dot{M}_u$, $\dot{M}_v$ și $\dot{M}_z$ iar ecuațiile (20) – (22) devin:

$$(\omega_L - \omega)M_v = \frac{M_u}{T_2} \qquad (23)$$
$$M_u = T_2(\omega_L - \omega)M_v \qquad (23)'$$
$$(\omega_L - \omega)M_u - \omega_1 M_z = -\frac{M_v}{T_2} \qquad (24)$$
$$\omega_1 M_v = -\frac{M_z - M_0}{T_1} \qquad (25)$$
$$-M_z = T_1\omega_1 M_v - M_0 \qquad (25)'$$

Inroducând (23)' și (25)' în (24) se obține:

$$T_2(\omega_L - \omega)^2 M_v + T_1\omega_1^2 M_v - \omega_1 M_0 = -\frac{M_v}{T_2}$$

sau

$$T_2^2(\omega_L - \omega)^2 M_v + T_1T_2\omega_1^2 M_v - T_2\omega_1 M_0 + M_v = 0$$
$$M_v[1 + T_1T_2\omega_1^2 + T_2^2(\omega_L - \omega)^2 = T_2\omega_1 M_0$$

de unde

$$M_v = M_0 \frac{T_2\omega_1}{1 + T_1T_2\omega_1^2 + T_2^2(\omega_L - \omega)^2} \qquad (26)$$

Din (23)' rezultă

$$M_u = M_0 \frac{\omega_1 T_2^2(\omega_L - \omega_0)}{1 + T_1T_2\omega_1^2 + T_2^2(\omega_L - \omega)^2} \qquad (27)$$

iar din (25') rezultă:

$$M_z = M_0 - M_0 \frac{T_1T_2\omega_1^2}{1 + T_1T_2\omega_1^2 + T_2^2(\omega_L - \omega)^2}$$
$$M_z = M_0 \frac{1 + T_2^2(\omega_L - \omega)^2}{1 + T_1T_2\omega_1^2 + T_2^2(\omega_L - \omega)^2} \qquad (28)$$

Relațiile (26), (27) si (28) reprezintă soluțiile ecuațiilor Bloch.

Pentru reprezentarea grafică a acestor soluții observăm că, pentru $T_1\ T_2\ \omega_1{}^2 << 1$, relația (27) reprezintă un maxim la $\omega_L = \omega$. Valoarea maximă este $M_v^{max} = \omega_1 T_2 M_0$. Pentru a găsi valoarea maximă a lui M_u punem condiția de maxim: $dM_u/d\omega = 0$. Din (27) rezultă $(\omega_L - \omega) = 1/T_2$. Introducând această ultimă relație în (27) și (26) se obține:

$$M_u^{max} = \omega_1 T_2 M_0/2 = M_v^{max}/2.$$

2

RADIOACTIVITATEA

2.1 Introducere

Radioactivitatea a fost descoperită întâmplător de către *H. Bequerel* (1896) care, la două luni după descoperirea radiațiilor X de către *Roentgen*, a studiat fluorescența sărurilor de uraniu în urma expunerii la soare. A observat că sărurile de uraniu emiteau radiații ce impresionau placa fotografică (la fel ca radiațiile X) chiar în lipsa expunerii la soare. S-a constatat că emisia acestor radiații ducea la modificări mult mai drastice ale atomului decât emisia radiațiilor X. Studiul proprietăților acestor radiații a condus la concluzia că ele nu sunt emise în urma schimbării stărilor energetice ale atomului ci ca urmare a modificărilor ce se produc în nucleul atomic.

Prin radioactivitate înțelegem proprietatea nucleelor de a *emite spontan* radiații. Acest fenomen a condus pentru prima dată la ideea că nucleul ar avea o structură. Denumirea de radioactivitate a fost dată de *M.Curie* care a reușit să separe primele elemente radioactive: *Po (1898)* și apoi *Ra (1902)*.

2.2 Tipuri de radioactivitate

Rutherford a pus în evidență, în 1899, două tipuri de radiații ce se deosebesc prin sarcina electrică (Fig. 2.1) și prin puterea de pătrundere în diferite materiale (Fig. 2.2): *alfa* ce au sarcină electrică pozitivă și sunt absorbite de o foaie de hârtie; *beta* cu sarcina electrică negativă, trec prin foaia de hârtie dar sunt absorbite de un strat de aluminiu cu grosimea de 1-2 mm. În 1900, *Villard* identifică un al treilea tip de radiații emise din nucleu care au fost

numite în 1903 radiații *gamma.* Acestea nu au sarcină electrică și ca urmare nu sunt deviate în câmp magnetic. Ele sunt radiații electromagnetice ce pot traversa grosimi mari de plumb. Emisia celor trei tipuri de radiații a fost denumită *radioactivitate alfa, radioactivitate beta* și respectiv *radioactivitate gamma.* Studiul acestor radiații a permis să se găsească natura lor și să se stabilească *legile de deplasare* pentru fiecare tip de radioactivitate, adică modificarea numărului de ordine Z și a numărului de masă A a nucleului în urma procesului

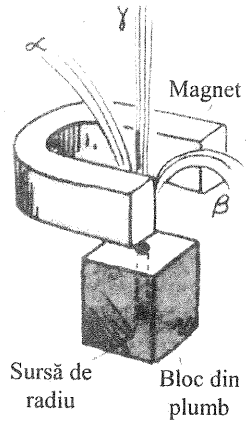


Fig. 2.1

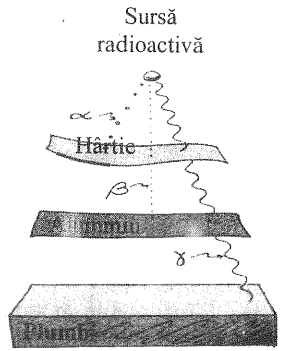


Fig. 2.2

respectiv de dezintegrare.

Radioactivitatea alfa reprezintă emisia spontană din nucleu a particulelor alfa ce s-au dovedit a fi nuclee de ^4He. În urma unui astfel de proces elementul rezultat este deplasat în sistemul periodic cu două căsuțe la stânga, iar numărul de masă este mai mic cu patru unități:

$$^{A}_{Z}X \xrightarrow{\alpha} {}^{A-4}_{Z-2}Y\,;\quad \Delta Z = -2\,;\quad \Delta A = -4$$

Radioactivitate beta negativă (β^-) constă în emisia spontană din nucleu a unui electron și ca urmare sarcina nucleului crește cu o unitate iar numărul de masă rămâne neschimbat. Elementul rezultat este deplasat în sistemul periodic cu o căsuță la dreapta elementului radioactiv inițial:

$$^{A}_{Z}X \xrightarrow{\beta^-} {}^{A}_{Z+1}Y;\qquad \Delta Z = +1;\ \Delta A = 0$$

Radioactivitate gamma (*sau emisie gamma*) constă din emisia din nucleu a unui foton de mare energie:

$$ {}^{A}_{Z}X^{*} \xrightarrow{\gamma} {}^{A}_{Z}X; \quad \Delta Z = 0; \quad \Delta A = 0 $$

În acest caz nucleul nu-și modifică A și Z ci doar starea energetică.

Mai târziu s-au descoperit și alte tipuri de radioactivitate :

Radioactivitate beta pozitivă (β^+) care constă în emisia de pozitroni din nucleu:

$$ {}^{A}_{Z}X \xrightarrow{\beta^+} {}^{A}_{Z-1}Y; \quad \Delta Z = -1; \quad \Delta A = 0 $$

Captură electronică (*CE*) care constă în captarea de către nucleu a unui electron de pe o pătură electronică cât mai apropiată de nucleu. Probabilitatea cea mai mare este de a capta un electron de pe pătura *K* și de aceea acest proces se mai întâlnește sub denumirea de *captură K* (*CK*). Sarcina nucleului se micșorează cu o unitate, numărul de masă rămâne neschimbat:

$$ {}^{A}_{Z}X \xrightarrow{CE} {}^{A}_{Z-1}Y; \quad \Delta Z = -1; \quad \Delta A = 0 $$

Deoarece, ca urmare a capturii K, din nucleu nu se emit particule încărcate sau radiații gama (vom vedea mai târziu că se emit neutrini, foarte greu de detectat), acest proces a fost pus în evidență doar prin spectrul de radiații X caracteristic elementului rezultat.

După admiterea modelului protono-neutronic al nucleului, cele trei tipuri de dezintegrări β s-au explicat prin transformarea unui neutron în proton respectiv a unui proton în neutron. Ca urmare, *A* rămâne constant, iar *Z* variază cu o unitate:

$$ \beta^- : n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e $$

Acest proces are loc în cazul elementelor cu surplus de neutroni (sau deficit de protoni).

$$ \beta^+ : p \rightarrow n + e^+ + \nu_e $$

Acest proces are loc în cazul elementelor cu surplus de protoni (sau deficit de neutroni)

$$ CE : e^- + p \rightarrow n + \nu_e $$

Procesul are loc în cazul elementelor cu surplus de protoni.

Elementele cu mare deficit de neutroni pot să prezinte *radioactivitate protonică*: $\Delta A = 1$; $\Delta Z = -1$ iar cele cu mare surplus de neutroni pot emite un neutron, deci prezintă *radioactivitate neutronică:* $\Delta A = 1$; $\Delta Z = 0$.

Mai recent s-a descoperit că nucleul poate emite spontan și formațiuni de nucleoni mai mari decât alfa (de exemplu ^{12}C) dar cu cât masa formațiunii (numită cluster) crește, cu atât scade probabilitatea de emisie. În urma

proceselor de emisie de radiații, un nuclid trece în altul, mai stabil, modificându-se raportul dintre numărul de protoni și neutroni din nucleu.

2.3 Legile dezintegrării radioactive

Intensitatea radiației emise de o sursă radioactivă reprezintă *activitatea sursei*. *Rutherford* și *Soddy* au măsurat activitatea Λ a unui eșantion de *Ra* la intervale egale de timp și au reprezentat grafic activitatea relativă în funcție de timp: $\Lambda/\Lambda_0 = f(t)$ obținând o scădere exponențială în timp:

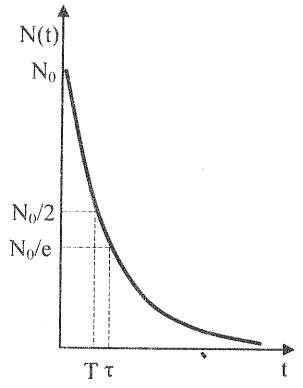


Fig. 2.3

$$ \frac{\Lambda}{\Lambda_0} = e^{-\lambda t} \quad \text{sau} \quad \Lambda = \Lambda_0 e^{-\lambda t} $$

unde λ reprezintă constanta de dezintegrare radioactivă. Ei au stabilit astfel, empiric, *legea dezintegrării radioactive (1902).* Studiul radioactivității i-a condus în următorii doi ani la următoarele concluzii:

1.Procesul de dezintegrare este un proces statistic și nu este posibil să se prevadă momentul când se va dezintegra un anumit nucleu. Se poate vorbi numai de probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp (λ).

2. Dezintegrarea unui nucleu dintr-o sursă (dintr-un ansamblu) se face independent de celelalte nuclee radioactive din sursă. De aici rezultă proporționalitatea dintre activitatea *A* a sursei și numărul de nuclee radioactive *N* din sursă: $A \approx N$ și ca urmare legea dezintegrării radioactive se poate scrie și sub forma:

$$ N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \qquad (2.1) $$

unde : N(t)- reprezintă numărul de nuclee radioactive rămase nedezintegrate la momentul t; N_0 - numărul inițial de nuclee radioactive din sursă (Fig. 2.3). Prin diferențiere rezultă:

$$ dN = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} dt $$

sau

$$ \frac{dN}{dt} = -\lambda N \qquad (2.2) $$

unde: dN/dt este numărul de nuclee ce se dezintegrează în unitatea de timp; semnul minus indică scăderea în timp a numărului de nuclee radioactive din

sursă; N reprezintă numărul de nuclee radioactive existente în sursă la momentul t.

Ultima relație reprezintă *legea diferențială* a dezintegrării radioactive iar (2.1) reprezintă *legea integrală* a dezintegrării radioactive. Din (2.2) rezultă că λ este *probabilitatea de dezintegrare* a unui singur nucleu în unitatea de timp. Atunci λN este probabilitatea de dezintegrare a N nuclee în unitatea de timp și reprezintă activitatea A a sursei.

2.4 Metode de măsurare a activității

Metodele de măsurare a activității se bazează pe faptul că între numărul de radiații înregistrate în unitatea de timp, R, de către un detector și activitatea sursei, definită mai sus, există o proporționalitate

$$R = C\,A$$

Constanta de proporționalitate C se numește *coeficient de detecție* ce este determinat de mai mulți factori :

1. Eficacitatea ε de detectare a radiațiilor de către un detector dat. Aceasta este funcție de: a) natura și energia radiațiilor; b) tipul de detector. Deci două surse radioactive de activități egale dar care emit radiații de tip diferit, sau de același tip dar având energii mult diferite, vor da valori ale activității măsurate diferite deoarece eficacitățile de detecție corespunzătoare sunt $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$.

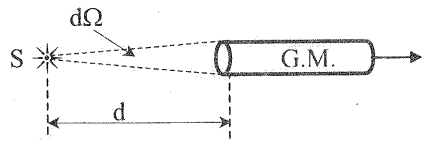


Fig. 2.4

2. Unghiul solid sub care se vede suprafața utilă a detectorului din sursă. Această corecție are în vedere faptul că o sursă nepolarizată emite radiații în toate direcțiile, cu aceeași probabilitate, dar numai o parte din acestea ajung pe suprafața utilă a detectorului. Ca urmare, din totalul de radiații emise de sursă, numai fracțiunea $d\Omega/4\pi$ ajunge pe detector (Fig.2.4). Dacă exprimăm numărul de radiații înregistrate în unitatea de timp prin viteza de numărare R, atunci putem scrie:

$$R = \varepsilon\left(\frac{d\Omega}{4\pi}\right)\Lambda = \varepsilon G \Lambda$$

G se numește factor geometric.

În unele cazuri în urma dezintegrării unui nucleu, apar mai multe radiații. Numărul acestora a primit denumirea de *factor de schemă* și se notează

cu s. Dacă se ia în considerare factorul de schemă, expresia vitezei de numărare devine:

$$R = \varepsilon\, G\, s\, \Lambda.$$

Deci viteza de numărare va fi de s ori mai mare decât cea corespunzătoare numărului de nuclee ce se dezintegrează în unitatea de timp. Ca exemplu, să considerăm dezintegrarea β^- a nuclidului ^{60}Co indicată în Fig.2.5. Un detector pentru radiații γ va înregistra două radiații pentru fiecare nuclid ce se dezintegrează, deci $s = 2$. Măsurând viteza de numărare, se poate determina activitatea sursei:

$$\Lambda = \frac{R}{\varepsilon G s}. \qquad (2.3)$$

Acest mod de determinare a activității unei surse corespunde unei măsurători absolute de radioactivitate. Există și o metodă de determinare a activității absolute fără a fi necesar să cunoaștem ε și G numită, *metoda dublei coincidențe*. Metoda dublei coincidențe se poate utiliza numai atunci când se emit în mod succesiv două radiații. De exemplu la dezintegrarea nuclidului de ^{60}C se poate utiliza o instalație ce să măsoare coincidențe beta-gamma sau gamma-gamma.

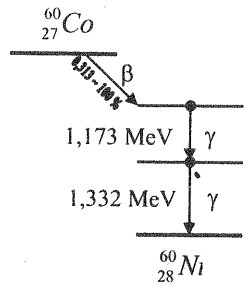


Fig.2.5

Activitatea unei surse se poate determina și prin *măsurători relative de activitate*. Acestea presupun cunoașterea activității unei surse, numite *sursă etalon*, și compararea vitezelor de numărare date de cele două surse, în aceleași condiții geometrice: $G_1 = G_2$. Deci obținem:

$$R_1 = \varepsilon_1 G_1 s_1 \Lambda_e; \quad R_2 = \varepsilon_2 G_2 s_2 \Lambda_x; \quad \frac{R_1}{R_2} = \frac{\varepsilon_1 G_1 s_1}{\varepsilon_2 G_2 s_2} \cdot \frac{\Lambda_e}{\Lambda_x}$$

R_1 reprezintă viteza de numărare corespunzătoare sursei etalon, de activitate Λ_e, iar R_2 reprezintă viteza de numărare corespunzătoare sursei de activitate necunoscută Λ_x. Dacă nu cunoaștem eficacitățile și factorii de schemă este indicat ca sursele să fie alcătuite din același tip de nuclee radioactive. În aceste condiții:

$$\frac{R_1}{R_2}=\frac{\Lambda_e}{\Lambda_x}, \quad \text{de unde} \quad \Lambda_x=\Lambda_e\frac{R_2}{R_1} \tag{2.4}$$

Măsurând vitezele de numărare corespunzătoare celor două surse și cunoscând activitatea sursei etalon se determină activitatea sursei necunoscute.

2.5 Metode de determinare a constantei de dezintegrare, timpului de înjumătățire și a timpului mediu de viață

Constanta de dezintegrare λ poate fi determinată experimental măsurând activitatea sursei la intervale egale de timp în aceleași condiții experimentale. Știind că

$$\frac{\Lambda(t)}{\Lambda_0}=e^{-\lambda t} \quad \text{sau} \quad \lambda t=\ln\frac{\Lambda_0}{\Lambda(t)}$$

rezultă

$$\lambda=\frac{1}{t}\left[\ln\Lambda_0-\ln\Lambda(t)\right]$$

Având în vedere că activitatea Λ este proporțională cu viteza de numărare R, și

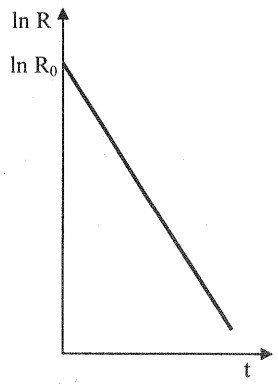


Fig. 2.6

$$R(t)=R_0e^{-\lambda t}$$

se obține

$$\lambda=\frac{1}{t}\left[\ln R_0-\ln R_t\right]$$

Reprezentând grafic $\ln R=f(t)$ se obține o dreaptă a cărei pantă este egală cu λ (Fig 2.6).

Se definește *timpul de înjumătățire* T ca intervalul de timp după care numărul de nuclee radioactive din sursă (deci nucleele rămase nedezintegrate) se reduce la jumătate:

$$N(T)=\frac{N_0}{2}=N_0e^{-\lambda T}$$

de unde:

$$T=\frac{\ln 2}{\lambda}. \tag{2.5}$$

Experimental, timpul de înjumătățire se poate determina măsurând viteza de numărare R la intervale de timp mult mai mici decât T și se reprezintă grafic $R=$

$R(t)$ iar intervalul de timp după care $R = R_0/2$ corespunde timpului de înjumătățire (Fig. 2.3).

Se definește *timpul mediu de viață*, τ, al unui nucleu radioactiv dintr-o sursă ca valoarea medie a timpilor de viață ai tuturor nuclizilor radioactivi din sursă. Dacă o sursă radioactivă conține N_0 nuclee radioactive, atunci putem presupune că N_i dintre acestea trăiesc un timp t_1, N_2 trăiesc un timp t_2 ș.a.m.d. Conform definiției, $\tau=t/N_0$ cu $t=\Sigma N_i t_i$ reprezentând timpul total de viață al tuturor nucleelor radioactive din sursă. Făcând N_i cât mai mic se poate scrie:

$$\tau=\frac{\int t\,dN}{N_0}=\frac{\lambda N_0\int_0^\infty te^{-\lambda t}dt}{N_0}=\lambda\left[-\frac{te^{-\lambda t}}{\lambda}\Big|_0^\infty-\int_0^\infty-\frac{1}{\lambda}e^{-\lambda t}dt\right]= \tag{2.6}$$

$$=-\frac{1}{\lambda}e^{-\lambda t}\Big|_0^\infty=\frac{1}{\lambda} \quad \text{deci} \quad \tau=\frac{1}{\lambda}$$

adică timpul mediu de viață al unui nuclid reprezintă inversul probabilității lui de dezintegrare în unitatea de timp. Ca urmare, după timpul τ rămân nedezintegrate:

$$N(\tau)=N_0e^{-\lambda\tau}=\frac{N_0}{e}$$

Deci timpul mediu de viață mai poate fi definit ca timpul după care numărul de nuclee radioactive din sursă scade de e ori. Între timpul de înjumătățire și timpul mediu de viață există relația:

$$T=\tau\ln 2 \quad \text{deci} \quad T<\tau \tag{2.7}$$

Unii nuclizi prezintă mai multe canale de dezintegrare. De exemplu izotopul 64 al cuprului, ${}^{64}_{29}Cu$, prezintă radioactivitate β^- cu constanta de dezintegrare λ_1, radioactivitate β^+ cu constanta de dezintegrare λ_2 și captură electronică cu constanta de dezintegrare λ_3, conform relațiilor:

${}^{64}Cu \xrightarrow{\beta^-} {}^{64}Zn$ cu constanta de dezintegrare λ_1

${}^{64}Cu \xrightarrow{\beta^+} {}^{64}Ni$ cu constanta de dezintegrare λ_2

${}^{64}Cu \xrightarrow{CE} {}^{64}Ni$ cu constanta de dezintegrare λ_3

Probabilitatea totală de dezintegrare va fi suma probabilităților:

$$\lambda=\lambda_1+\lambda_2+\lambda_3$$

Un alt exemplu îl constituie ${}^{40}_{19}K$ ce prezintă două canale de dezintegrare: β^- cu constanta λ_1 și CE cu constanta λ_2, conform reacțiilor:

$${}^{40}_{19}K \xrightarrow{\beta^-} {}^{40}_{20}Ca \qquad \text{cu constanta de dezintegrare } \lambda_1$$

$${}^{40}_{19}K \xrightarrow{CE} {}^{40}_{18}Ar \qquad \text{cu constanta de dezintegrare } \lambda_2$$

Probabilitatea totală de dezintegrare va fi:

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$$

Dacă numărul inițial de nuclizi de ^{40}K este N_0, atunci după timpul t, numărul nuclizilor de Ca și respectiv Ar apăruți în urma dezintegrării va fi:

$$N_{Ca} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda}\right) N_0 \left(1 - e^{-\lambda t}\right)$$

$$N_{Ar} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda}\right) N_0 \left(1 - e^{-\lambda t}\right)$$

Constantele de dezintegrare λ_1 și λ_2 nu pot să apară în mod individual la exponent deoarece nu se poate opri un mod de dezintegrare pentru a se observa celălalt.

În general se poate scrie:

$$\lambda = \sum_{i=1}^{n} \lambda_i \quad \text{și} \quad \frac{1}{\tau} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\tau_i} \text{ sau } \quad \frac{1}{T_{1/2}} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{(T_{1/2})_i} \qquad (2.8)$$

n - fiind numărul de canale de dezintegrare ale unui nuclid dat.

Se definește *activitatea specifică* a unui preparat radioactiv ca activitatea unității de masă (sau ca activitatea unității de volum dacă preparatul este sub formă lichidă, adică soluție):

$$\Lambda_s = \frac{\Lambda}{M}. \qquad (2.9)$$

Cunoașterea activității specifice este necesară când, din preparatul radioactiv dat, dorim să preparăm o sursă cu o anumită activitate cunoscută ce urmează a fi utilizată în diferite experimente. Activitatea Λ' a sursei de masă m va fi:

$$\Lambda' = m\Lambda_s = \Lambda \frac{m}{M}$$

și, ca urmare, masa necesară de preparat va fi :

$$m = \frac{\Lambda'}{\Lambda_s} \qquad (2.10)$$

În foarte multe cazuri nuclidul rezultat din dezintegrare (nuclidul fiică) poate fi radioactiv. În aceste condiții activitatea sursei este determinată de dezintegrarea ambelor tipuri de nuclizi.

2.6 Transformări radioactive succesive. Familii radioactive

Studiul elementelor radioactive a condus la constatarea că marea majoritate a nuclizilor radioactivi naturali fac parte din familii (serii) în care fiecare membru provine din dezintegrarea altuia. Membrii unei familii radioactive se numesc *nuclizi legați genetic*. Se utilizează denumirea de nuclid părinte (sau nuclid mamă) și nuclid fiică pentru a specifica că ultimul se obține prin dezintegrarea primului. S-au găsit 3 serii radioactive naturale și una artificială. Denumirea lor este dată după elementul din capul seriei cu timpul de înjumătățire cel mai lung. Acesta este un element greu de la sfârșitul sistemului periodic al elementelor. Cele trei serii naturale se termină cu un izotop stabil al plumbului iar cea artificială cu un izotop al bismutului. Având în vedere că nuclizii din familiile radioacvtive prezintă radioactivitate alfa sau beta, la trecerea de la un nuclid la altul numărul de masă poate varia cu 4 unități sau poate să rămână același, iar numărul de sarcină poate varia cu 2 unități, respectiv cu o unitate. Ca urmare, numărul de masă al unui membru al seriei poate fi calculat cu formula

$$A = 4n + C \qquad (2.11)$$

unde C este o constanta ale cărei valori diferă de la o serie la alta : $C = 0; 1; 2; 3$, iar n dă ordinea nuclidului în serie, începând cu ultimul nuclid stabil, și anume:

$n \geq 52$ pentru $C = 0; 1$; de unde rezultă pentru masele izotopilor stabili de la sfârșitul seriilor valorile:

$A = 4 \times 52 = 208$ (^{208}Pb) pentru $C = 0$ și $A = 4x52 + 1 = 209$ (^{209}Bi) pentru $C = 1$

$n \geq 51$ pentru $C = 2; 3$ de unde numărul de masă al izotopului stabil din capătul seriilor va fi:

$A = 51x4 + 2 = 206$ (^{206}Pb) pentru $C = 2$ și $A = 51x4 + 3 = 207$ (^{207}Pb) pentru $C = 3$

Cele trei serii radioactive naturale sunt:

I. Seria Thoriului

$${}^{232}Th \xrightarrow[1,39.10^{10}\,ani]{} \cdots \rightarrow {}^{208}Pb; \quad C = 0; n \geq 52 \qquad (2.12)$$

III. Seria Uraniului

$${}^{238}U \xrightarrow[4,5.10^{9}\,ani]{} \cdots \rightarrow {}^{206}Pb; \quad C = 2; n \geq 51 \qquad (2.13)$$

IV. Seria Actiniului

$${}^{235}U \xrightarrow[7,1.10^{8}\,ani]{} \cdots \rightarrow {}^{207}Pb; \quad C = 3; n \geq 51 \qquad (2.14)$$

iar seria radioactivă artificială este

II. Seria Neptuniului

$$^{241}Pu \xrightarrow[13ani]{} {}^{241}Am \longrightarrow {}^{237}Np \xrightarrow[2,2.10^6 ani]{} \cdots \rightarrow {}^{209}Bi; \quad C=1; n \geq 52 \quad (2.15)$$

Această serie este numită așa deoarece nuclizii din capul seriei nu se găsesc în natură; ei au fost obținuți în laborator, și, având $Z > 92$, se numesc *nuclizi transuranieni.*

Membrii familiilor radioactive și modul lor de dezintegrare se află în tabelele din anexele 2.1 – 2.4.

Pe lîngă acestea mai există un număr de 11 nuclizi radioactivi naturali care nu pot fi încadrați în nici o serie. Acești nuclizi și timpii de înjumătățire corespunzători sunt prezentați anexa 2.5.

Într- o familie radioactivă, numărul de nuclee de o anumită specie variază în timp după o anumită lege. Pentru a găsi aceasta lege vom pleca de la cazul simplu a trei nuclizi genetic legați și anume :

$$1 \rightarrow 2 \rightarrow 3(\text{stabil})$$

Notăm cu λ_1 constanta de dezintegrare a primului nuclid și cu λ_2 constanta de dezintegrare a celui de al doilea nuclid. Variația în unitatea de timp a numărului de nuclee din fiecare specie este:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1; \qquad \frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2; \qquad \frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 \qquad (2.16)$$

Integrând prima ecuație se obține:

$$\frac{dN_1}{N_1} = -\lambda_1 dt; \qquad \int_{N_{10}}^{N_1(t)} \frac{dN_1}{N_1} = -\lambda_1 \int_0^t dt; \qquad \ln \frac{N_1(t)}{N_{10}} = -\lambda_1 t$$

și ca urmare

$$N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \qquad (2.17)$$

Ecuația a doua devine:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2$$

Înmulțind această ecuație cu $e^{\lambda_2 t}$ și grupând în membrul stâng termenii ce conțin N_2 se obține ecuația:

$$\frac{dN_2}{dt} e^{\lambda_2 t} + \lambda_2 N_2 e^{\lambda_2 t} = \lambda_1 N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t}$$

ce poate fi scrisă sub forma:

$$\frac{d}{dt}\left(N_2 e^{\lambda_2 t}\right) = \lambda_1 N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} \qquad \text{sau} \qquad d\left(N_2 e^{\lambda_2 t}\right) = \lambda_1 N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} dt$$

care după integrare devine:

$$N_2 e^{\lambda_2 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} + C_2$$

de unde:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} \qquad (2.18)$$

Pentru determinarea lui C_2 se impun condițiile inițiale: la $t = 0$, $N_2 = N_{20}$ deci:

$$N_{20} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} + C_2 \quad \text{de unde} \quad C_2 = N_{20} - N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

Ca urmare N_2 devine:

$$N_2 = N_{20} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \left[e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right]$$

Introducând această expresie a lui N_2 în ecuația (3) se obține:

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_{20} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \left[e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right]$$

Înmulțind cu dt și integrând rezultă:

$$N_3 = -N_{20} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \left[\frac{e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2} - \frac{e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1}\right] + C_3$$

Pentru determinarea lui C_3 impunem condiția ca la $t = 0$, $N_3 = N_{30}$. Astfel:

$$N_{30} = -N_{20} + \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \left[\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right] + C_3$$

de unde:

$$C_3 = N_{30} + N_{20} + N_{10}$$

Deci :

$$N_3 = N_{10} + N_{20} + N_{30} - N_2 e^{-\lambda_2 t} + \frac{N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} \left[\lambda_1 e^{-\lambda_2 t} - \lambda_2 e^{-\lambda_1 t}\right] \qquad (2.19)$$

Procedeul se poate extinde la un număr mare de membri ai unei familii radioactive:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \qquad \frac{dN_4}{dt} = \lambda_3 N_3 - \lambda_4 N_4$$
$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \qquad \frac{dN_i}{dt} = \lambda_{i-1} N_{i-1} - \lambda_i N_i$$
$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3 \qquad \frac{dN_n}{dt} = \lambda_{n-1} N_{n-1}$$

Un astfel de sistem de ecuații a fost rezolvat de Bateman în condițiile când la momentul inițial ar fi existat numai nuclee din prima specie:

$$N_{10} \neq 0,\ N_{20} = N_{30} = ... = N_{n0} = 0,$$

deci toate celelalte specii ar apărea în urma dezintegrărilor succesive.

Activitatea membrului n din serie se obține în funcție de constantele de dezintegrare ale tuturor membrilor precedenți:

$$\Lambda_n = N_0 \sum_{i=1}^{n} C_i e^{-\lambda_i t} = N_0 \left(C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} + ... + C_n e^{-\lambda_n t} \right)$$

unde:

$$C_m = \frac{\prod_{i=1}^{n} \lambda_i}{\prod_{i=1}^{n} (\lambda_1 - \lambda_m)} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 .... \lambda_n}{(\lambda_1 - \lambda_m)(\lambda_2 - \lambda_m)..(\lambda_n - \lambda_m)}$$

În produsul de la numitor se exclude factorul cu $i = m$.

Într-o familie radioactivă naturală toți membrii supraviețuiesc de un timp foarte lung și seria nu se întrerupe. Aceasta înseamnă că între membrii aceleași familii s-a stabilit un echilibru, de unde rezultă că variația în unitatea de timp a numărului de nuclee radioactive este zero pentru toți membrii:

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = ... = \frac{dN_i}{dt} = 0$$

Această condiție conduce la egalitatea activităților membrilor seriei:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = ... \lambda_i N_i \qquad (2.20)$$

ceea ce reprezintă *ecuația de echilibru secular.*

Coexistența tuturor membrilor familiei se realizează dacă variația în unitatea de timp a numărului de nuclizi de tip 1 este neglijabilă. Acest lucru se obține când λ_1 este foarte mic, deci timpul de înjumătățire al nuclizilor de tip 1

este foarte mare. Din anexele 2.1 – 2.4, reprezentand seriile radioactive, se poate constata că această condiție este satisfăcută pentru toate seriile.

2.7 Datarea cu ajutorul izotopilor radioactivi

Prin datare cu ajutorul izotopilor radioactivi se înțelege stabilirea vârstei unor roci sau obiecte măsurând radioactivitatea lor. Se cunosc mai multe metode de datare radioactivă, dintre care menționăm:

1. Măsurarea He acumulat într-o rocă ce conține uraniu, izotopul ^{238}U. În seria uraniului apar 8 dezintegrări alfa ;

$^{238}_{92}U \longrightarrow ^{206}_{82}Pb$: (238 -206)/4 = 32/4 = 8 dezintegrări alfa.

Ca urmare într-un timp t se acumulează un număr de N_α de particule alfa, corespunzător relației:

$$N_\alpha = 8(N_{U0} - N_{Ut}) \text{ unde } N_{Ut} = N_{U0} e^{-\lambda t}$$

Exprimând totul în funcție de numărul de nuclee de ^{238}U din rocă la momentul t când se face determinarea, N_{Ut}, care poate fi evaluat experimental

$$N_{U0} = N_{Ut} e^{\lambda t}$$

se obține:

$$N_\alpha = 8 N_{Ut} \left(e^{\lambda t} - 1 \right), \qquad e^{\lambda t} = 1 + \frac{N_\alpha}{8 N_{Ut}}$$

de unde:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left[\frac{N_\alpha}{8 N_{Ut}} + 1 \right] \qquad (2.21)$$

În aplicarea acestei metode este necesar să ne asigurăm că He nu a scăpat din rocă.

2. O metodă, mai puțin supusă erorilor, se bazează pe *măsurarea raportului cantităților de uraniu 238 și plumb 206 existente la momentul respectiv într-o rocă* plecând de la ideea că tot plumbul 206 a apărut ca urmare a dezintegrării uraniului. În această ipoteză, se poate scrie :

$$N_{Pb} = N_0 - N_U = N_U \left[e^{\lambda t} - 1 \right]$$

cu N_0 - numărul de nuclee de ^{238}U existente inițial iar N_U - numărul de nuclee de ^{238}U existente în timpul măsurătorii, λ - constanta de dezintegrare a uraniului 238.

$$\frac{N_{Pb}}{N_U} = e^{\lambda t} - 1 \quad \text{de unde} \quad t = \frac{1}{\lambda}\ln\left[\frac{N_{Pb}}{N_U} + 1\right]$$

Știind că:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} \quad \text{iar} \quad \frac{N_{Pb}}{N_U} = \frac{M_{Pb}/A_{Pb}}{M_U/A_U}$$

unde M_{Pb} și M_U sunt masele de ^{206}Pb și respectiv ^{238}U, în momentul măsurătorii, iar A_{Pb} și A_U sunt numerele de masă corespunzătoare, rezultă:

$$t = \frac{T}{\ln 2}\ln\left[1 + \frac{M_{Pb}}{M_U}\cdot\frac{A_U}{A_{Pb}}\right] \qquad (2.22)$$

O altă categorie de metode de datare utilizează nuclizii radioactivi artificiali care se formează, în mod continuu, în atmosferă ca urmare a bombardamentului cu neutroni din radiația cosmică. Dintre reacțiile care se produc, menționăm:

$$^1n + {}^{14}N \rightarrow {}^{14}C + {}^1H$$

$$^1n + {}^{14}N \rightarrow {}^{12}C + {}^3H$$

Izotopii ^{14}C și ^3H rezultați în aceste reacții sunt radioactivi și stau la baza a două metode de datare radioactivă.

3. Datarea cu ^{14}C. Presupunând că intensitatea radițiilor cosmice rămâne constantă în timp, raportul concentrațiilor celor doi izotopi ai carbonului ^{14}C / ^{12}C din aer rămâne constant în timp și egal cu $\eta_0 = 1{,}2\cdot10^{-12}$. Această concentrație face ca un gram de carbon proaspăt preparat să dea aproximativ 15 dezintegrări pe minut. Vegetația asimilează CO_2 care conține cei doi izotopi în proporția η_0. Viețuitoarele consumă vegetale și ca urmare atât în structura vegetației cât și a animalelor se vor găsi cei doi izotopi ai carbonului în proporția η_0. După moarte, asimilarea încetează iar ^{14}C continuă să se dezintegreze conform reacției:

$$^{14}C \xrightarrow{\beta^-} {}^{14}N; \qquad \text{cu} \qquad T_{1/2} = 5730 \text{ ani}$$

Aceasta determină o micșorare în timp a raportului concentrațiilor celor doi izotopi după o lege corespunzătoare legii de dezintegrare a ^{14}C:

$$\eta_t = \eta_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}}\cdot t} = \eta_0 e^{-\frac{0{,}693}{5730}\cdot t(ani)} \qquad (2.23)$$

η_0 fiind raportul concentrațiilor în momentul morții, iar η_t același raport după timpul t de la momentul morții. Pentru determinarea lui η_t se măsoară concentrația de ^{12}C prin analiză chimică iar concentrația de ^{14}C se determină măsurând cu un contor radiațiile beta emise de eșantion într-un anumit interval de timp și se raportează rezultatul la unitatea de timp.

Această metodă de datare cu ajutorul izotopilor radioactivi a fost descoperită în 1952 de *W.F.Libby* ce a primit premiul Nobel în 1960 și folosește fosile, oase, lemn. Ea se aplică numai pentru obiecte a căror vârstă nu depășește șase timpi de înjumătățire, adică aproximativ 30 000 ani. După acest timp numărul de nuclee de ^{14}C rămase nedezintegrate devine nedetectabil.

Alte tehnici, bazate pe spectrometria de masă, permit măsurarea directă a raportului concentrațiilor celor doi izotopi ai carbonului utilizând doar câteva micrograme de carbon. Aceste tehnici ar permite mărirea vârstei până la care măsurătorile să dea rezultate credibile.

4. Datarea cu ^3H. Tritiul este izotopul greu al hidrogenului și ca urmare intră într-o proporție foarte mică în amestecul natural de izotopi ai hidrogenului din apă conferindu-i acesteia o radioactivitate slabă. Dacă o cantitate de apă se izolează de contactul cu atmosfera atunci radioactivitatea acesteia va scădea în timp după legea de dezintegrare a tritiului:

$$^3_1H \xrightarrow{\beta^-} {}^3_2He \text{ cu } T_{1/2} = 12{,}26 \text{ ani}$$

$$\Lambda = \Lambda_0 e^{-(0{,}693/12{,}26)t(ani)} \qquad (2.24)$$

Λ este activitatea apei măsurată după timpul t de la izolarea ei iar Λ_0 este activitatea apei în momentul izolării, egală cu activitatea apei ce este în contact cu atmosfera.

Întrebări

1. Ce se înțelege prin radioactivitate?
2. Ce tipuri de radioactivitate cunoașteți și care sunt legile de deplasare în fiecare caz?
3. Care sunt legile dezintegrării radioactive?
4. Ce se înțelege prin activitatea unei surse și ce metode de determinare cunoașteți?
5. Ce familii radioactive există și cum se determină numărul de masă al fiecărui membru?
6. Ce metode de datare bazate pe radioactivitate cunoașteți și în ce constau acestea?

ANEXA 2.1

Seria Thoriului (A = 4 n)

Nuclidul	Denumire inițială	Partic. Emisă	λ (s^{-1})	$T_{1/2}$	E*(MeV)
$_{90}Th^{232}$	Thorium Th	α	$1,58 \cdot 10^{-18}$	$1,39 \cdot 10^{10}$ ani	3,99; 3,93
$_{88}Ra^{228}$	Mesothorium 1 MsTh1	β	$3,28 \cdot 10^{-9}$	6,7 ani	<0,02
$_{89}Ac^{228}$	Mesothorium 2 MsTh2	β	$3,14 \cdot 10^{-5}$	6,13 ore	1,11; 0,45 – 2,18
$_{90}Th^{228}$	Radiothorium RdTh	α	$1,15 \cdot 10^{-8}$	1,90 ani	5,42; 5,34
$_{88}Ra^{224}$	Thorium X ThX	α	$2,20 \cdot 10^{-6}$	3,64 zile	5,68; 5,44
$_{86}Rn^{220}$	Thoron Tn	α	$1,34 \cdot 10^{-2}$	54,5 s.	6,28; 5,75
$_{84}Po^{216}$	Thorium A ThA	α 99,99% β	4,33	0,16 s.	α 6,77
$_{82}Pb^{212}$	Thorium B ThB	β	$1,82 \cdot 10^{-5}$	10,64 ore	0,34; 0,58
$_{85}At^{216}$	Astatine At^{216}	α	$2,3 \cdot 10^{3}$	$0,3 \cdot 10^{-3}$ s.	7,79
$_{83}Bi^{212}$	Thorium C ThC	α 33.7% β	$1,91 \cdot 10^{-4}$	60,5 min.	β 2.25; α 6,05; 6,09
$_{84}Po^{212}$	ThoriumC' ThC'	α	$2,31 \cdot 10^{6}$	$3 \cdot 10^{-7}$ s.	8,78
$_{81}Tl^{208}$	Thorium C'' ThC''	β	$3,73 \cdot 10^{-3}$	3,1 min.	1,79; 1,28
$_{82}Pb^{208}$	Thorium D ThD	Stabil			

* Energia maximă a particulei emise.

ANEXA 2.2

Seria Neptuniului (A = 4 n +1)

Nuclidul	Particula Emisă	$T_{1/2}$	E*(MeV)
$_{93}Np^{237}$	α	$2,2 \cdot 10^{6}$ ani	4,79; 4,52
$_{91}Pa^{233}$	β	27,4 zile	0,26; 0,14; 0,57
$_{92}U^{233}$	α	$1,62 \cdot 10^{5}$ ani	4,82; 4,78; 4,73
$_{90}Th^{229}$	α	7300 ani	4,85; 4,94; 5,02
$_{88}Ra^{225}$	β	14,8 zile	0,32
$_{89}Ac^{225}$	α	10 zile	5,80
$_{87}Fr^{221}$	α	4,8 min.	6,30; 6,07
$_{85}At^{217}$	α	$1,8 \cdot 10^{-2}$ s.	7,02
$_{83}Bi^{213}$	α (2%), β	47 min.	α 5,90 β 1,39
$_{81}Tl^{209}$	β	2,2 min.	1,8; 2,3
$_{84}Po^{213}$	α	$4,0 \cdot 10^{-6}$ s.	8,34
$_{82}Pb^{209}$	β	3,3 ore	0,62
$_{83}Bi^{209}$	Stabil		

ANEXA 2.3

Seria Uraniului (A = 4n + 2)

Nuclidul	Denumire inițială	Particla Emisă	$T_{1/2}$	E^*(MeV)
$_{92}U^{238}$ $_{90}Th^{234}$ $_{91}Pa^{234}$	Uranium I (UI) Uranium x_1 (UX_1) Uranium x_2 (UX_2)	α β β (0,15%)	$4,51 \cdot 10^9$ ani 24,1 zile 1,18 min.	4,18 0,19; 0,.10 2,31
$_{91}Pa^{234}$	Uranium Z (UZ)	β	6,66 ore	0,5
$_{92}U^{234}$ $_{90}Th^{230}$ $_{88}Ra^{226}$ $_{86}Rn^{222}$ $_{84}Po^{218}$	Uranium II (U II) Ionium (Io) Radium (Ra) R? Radium A (RaA)	α α α α α(99,97%) β	$2,50 \cdot 10^5$ ani $8,0 \cdot 10^4$ ani 1620 ani 3,825 zile 3,05 min.	4,76 4,68; 4,61 4,78; 4,59 5,48 α 6,00
$_{82}Pb^{214}$ $_{85}At^{218}$	Radium B (RaB) Astatine (At^{218})	β α	26,8 min. 1,3 sec.	0,7 6,63
$_{83}Bi^{214}$	Radium C (RaC)	α (0,04 %) β	19,7 min.	α 5,5 – 10,5 β 1,6; 3,17
$_{84}Po^{214}$ $_{81}Tl^{210}$ $_{82}Pb^{210}$ $_{83}Bi^{210}$	Radium C' (RaC') Radium C'' (RaC'') Radium D (RaD) Radium E (RaE')	α β β α, β	$1,6 \cdot 10^{-4}$ sec. 1,32 min. 20 ani 5,0 zile	7,68 1,9 0,02 β 1,17; α 4,94
$_{81}Tl^{206}$ $_{84}Po^{210}$	Phalium Radium F(RaF)	β α	4,2 min. 138,3 zile	1,51 5,30
$_{82}Pb^{206}$	Radium G (RaG)	Stabil		

ANEXA 2.4

Seria Actiniului (A = 4 n + 3)

Nuclidul	Denumirea inițială	Particla Emisă	$T_{1/2}$	E^*(MeV)
$_{92}U^{232}$ $_{90}Th^{231}$ $_{91}Pa^{231}$ $_{89}Ac^{227}$	Actinouranium (AcU) Uranium Y (UY) Protoactinium (Pa) Actinium (Ac)	α β α α (12 %) β	$7,1 \cdot 10^8$ ani 25,6 ore $3,4 \cdot 10^4$ ani 22 ani	4,40; 4.58 0,09; 0,30; 0,22 5,0; 4,64 – 5,05 0,046
$_{87}Fr^{223}$ $_{90}Th^{227}$	Actinium K (AcK) Radioactinium (RdAc)	β α	22 min. 18,2 zile	1,0; 1,3 5,97; 5,65 – 6,03
$_{88}Ra^{223}$ $_{86}Rn^{219}$ $_{84}Po^{215}$	Actinium X (AcX) Actinon Actinium A (AcX)	α α α, β	11,6 zile 3,97 s. $1,8 \cdot 10^{-3}$ s.	5,70 – 5,68 6,82; 6,56 7,36
$_{82}Pb^{211}$ $_{85}At^{215}$	Actinium B (AcB) Astatine (At^{215})	β α	36,1 min. $1 \cdot 10^{-4}$ s.	1,4; 0,5 8,00
$_{83}Bi^{211}$	Actinium C (AcC)	α(99.68 % β	2,15 min.	β 0,35; α 6,62; 6,27
$_{81}Tl^{207}$ $_{84}Po^{211}$	Actinium C'' (AcC'') Actinium C' (AcC')	β α	4,78 min. 0,52 s.	1,45 7,43
$_{82}Pb^{207}$	Actinium D (AcD)	Stabil		

ANEXA 2.5

Elemente natural radioactive ce nu fac parte din serile radioactive

Elementul	Abundența %	Tipul de radioactiv.	$T_{1/2}$, ani
$_{19}K^{40}$	0,0119	β^-, CE	$1{,}2\cdot10^{9}$
$_{23}V^{50}$	0,25	CE	$4\cdot10^{14}$
$_{37}Rb^{87}$	27,85	β^-	$6{,}2\cdot10^{10}$
$_{49}In^{115}$	95,77	β^-	$6\cdot10^{14}$
$_{57}La^{138}$	0,089	β^-, CE	$1{,}0\cdot10^{11}$
$_{58}Ce^{142}$	11,07	α	$5\cdot10^{15}$
$_{60}Nd^{144}$	23,87	α	$3\cdot10^{15}$
$_{62}Sm^{147}$	15,07	α	$1{,}2\cdot10^{11}$
$_{71}Lu^{176}$	2,60	β^-	$4\cdot10^{10}$
$_{75}Re^{187}$	62,93	β^-	$4\cdot10^{12}$
$_{78}Pt^{192}$	0,78	α	$\approx10^{15}$

3

INTERACȚIUNEA RADIAȚIILOR NUCLEARE CU SUBSTANȚA

3.1 Introducere

Toate metodele de detecție a radiațiilor nucleare se bazează pe interacțiunea radiațiilor nucleare cu substanța. Datorită acestui lucru vom discuta mai întâi, pe scurt, diferitele procese de interacțiune a radiațiilor nucleare cu substanța care stau atât la baza detectării lor cât și la baza evaluării efectelor radiațiilor asupra țesuturilor vii.

La trecerea radiațiilor nucleare prin substanță se pot produce interacțiuni atât la nivel atomic cât și la nivel nuclear (reacții nucleare). În acest capitol ne vom referi la interacțiunile la nivel atomic, interacțiuni ce stau la baza construirii detectorilor de radiații și sunt de o deosebită importanță pentru experimentele din fizica nucleară. Cunoașterea amănunțită a mecanismelor fundamentale de interacțiune permite interpretarea corectă a rezultatelor experimentale din domeniul fizicii nucleare.

Din punct de vedere al interactinii cu substanța, radiațiile nucleare se împart în două categorii mari: *particule încărcate cu sarcină electrică* (deci care pot suferi interacțiuni electromagnetice) și *particule neutre* (neutroni și fotoni gama). Particulele încărcate electric pot fi detectate în mod direct ca urmare a proceselor de excitare și ionizare pe care acestea le produc în lungul parcursului lor prin substanță. Particulele neutre, cum ar fi neutronii și fotonii gama sunt înregistrate în mod indirect. Acestea suferă mai întâi o interacțiune "catastrofală" care modifică substanțial caracteristicele radiației incidente și în urma căreia apar particule încărcate. În toate cazurile are loc un transfer parțial

sau total de energie de la particula incidentă la partculele încărcate rezultate. Dacă o astfel de interacțiune nu are loc, particula neutră părăsește detectorul fără ca trecerea ei prin detector să fie sesizată.

Pentru toate particulele (radiațiile nucleare), indiferent de natura lor, problema care se pune este de a stabili o corelație între numărul și proprietățile particulelor care ajung la detector și informația pe care ne-o furnizează detectorul. Această corelație are în vedere energia "depozitată" de particula incidentă în detector ca urmare a diferitelor procese de interacțiune cât și modul în care se face această "depozitare".

3.2. Interacțiunea particulelor încărcate cu substanța

Vom începe cu studiul interacțiunii particulelor încărcate cu substanța și anume împrăștierea elastică, excitarea și ionizarea, radiația de frânare, anihilarea electron-pozitron.

3.2.1. Împrăștierea coulombiană multiplă

Acest proces are loc ca urmare a interacțiunii coulombiene dintre particula încărcată, cu sarcina ze, și nucleele substanței prin care se deplasează.

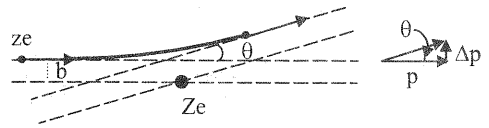


Fig. 3.1

În urma ciocnirii elastice, *direcția* de mișcare a particulei *se schimbă* și apare o componentă a impulsului perpendiculară pe direcția inițială de mișcare (Fig.3.1). Această componentă poate fi calculată ca:

$$p_{\perp} = \Delta p = F \cdot \Delta t$$

unde F este forța de interacțiune iar Δt este intervalul de timp cât durează interacțiunea. Interacțiunea se consideră eficace pe o distanță egală cu parametrul de ciocnire b și, ca urmare, pentru o particulă ce se deplasează cu viteza v, durata interacțiunii va fi $\Delta t = 2b/v$. Conform celor de mai sus:

$$tg\theta = \frac{\Delta p}{p} = \frac{F\Delta t}{p} = \frac{(F \cdot 2b)}{(p \cdot v)}$$

cu

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{ze \cdot Ze}{b^2}$$

deci

$$tg\theta = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{2zZe^2}{pv} \cdot \frac{1}{b} \qquad (3.1)$$

Această relație care stabilește legătura între unghiul de împrăștiere θ și parametrul de cioncire b nu poate fi verificată experimental în mod direct deoarece ținta conține un număr mare de nuclee iar proiectilul este sub forma unui fascicul de particule. Experimental se poate măsura numărul de particule împrăștiate sub unghiul θ și cuprinse într-un anumit unghi solid dΩ:

$$dN = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot N_0\, n\, dx\, d\Omega$$

unde N_0 este numărul de particule din fasciculul incident; n este concentrația nucleelor țintă; dx este grosimea țintei. Din măsurători se poate determina secțiunea eficace diferențială de împrăștiere sub un anumit unghi θ, $[(d\sigma/d\Omega)_{exp} \equiv \sigma_{exp}(\theta)]$ care se compară cu secțiunea eficace calculată teoretic în ipoteza unei anumite forțe de interacțiune și care a fost găsită de *Rutherford* sub forma:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{teor} = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \left(\frac{Ze^2}{2mv^2}\right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}} \qquad (3.2)$$

Experimentele confirmă *formula lui Rutherford* ceea ce înseamnă că indirect este verificată formula (3.1). Din (3.2) rezultă că secțiunea eficace de împrăștiere elastică este cu atât mai mare cu cât θ este mai mic, deci majoritatea ciocnirilor se face cu unghiuri de împrăștiere mici. Dacă unghiul de împrăștiere este mic se poate aproxima $tg\theta \cong \theta$, iar din (3.1) rezultă:

$$\theta \approx \frac{z}{pv} \qquad (3.3)$$

Această proprietate a împrăștierii coulombiene de a se realiza predominant cu unghiuri mici face ca la trecerea prin substanță particulele încărcate să sufere o *împrăștiere coulombiană multiplă* ceea ce face ca *traiectoria* lor să nu fie o linie dreaptă ci una *ondulată.* Aceasta este una din caracteristicile importante ale urmelor particulelor încărcate în detectorii cu urme. Experimental se poate calcula unghiul mediu de împrăștiere multiplă

$$\theta_m = \sqrt{<\theta^2>} \qquad (3.4)$$

măsurând unghiul de împrăștiere θ pe mai multe segmente de lungime egală ale urmei. În conformitate cu relația (3.3), θ_m ne poate furniza informații asupra sarcinii electrice și asupra energiei particulei încărcate. Dependența de energie a unghiului de împrăștiere multiplă face ca pe măsură ce particula își pierde

energia, ca urmare a proceselor de ionizare, traiectoria ei să devină din ce în ce mai ondulată.

3.2.2. Ionizarea și excitarea

Aceste două procese constituie mecanismul principal prin care particulele încărcate își pierd energia la trecerea prin substanță. Pentru a produce excitări sau ionizări ale atomilor, particula încărcată trebuie să transfere unui electron atomic energie suficientă pentru a trecere pe alt nivel sau pentru a părăsi atomul. Considerând timpul de interacțiune $\Delta t = 2b/v$, iar impulsul transferat electronului

$$\Delta p_e = -p_\perp = F\Delta t$$

cu:

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{ze^2}{b^2}$$

energia transferată electronului într-un singur proces de interacțiune, egală cu energia pierdută de către particula încărcată, va fi:

$$E_e = \frac{(\Delta p_e)^2}{2m_e} = \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\cdot\frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2} \qquad (3.5)$$

Dar pe o anumită lungime de parcurs Δx particula interacționează cu un număr mare de electroni. Pentru a calcula pierderea totală de energie cinetică de către particulă vom calcula mai întâi energia pierdută ca urmare a excitărilor și ionizărilor într-o pătură cilindrică cuprinsă între b și $b + db$, coaxială cu traiectoria particulei (Fig. 3.2). Dacă N este concentrația atomilor având numărul de ordine Z atunci concentrația electronilor este NZ. Volumul păturii cilindrice de grosime db și lungime Δx este $\Delta V = 2\pi b\cdot db\cdot\Delta x$. Numărul de electroni din acest volum va fi $\Delta V\cdot NZ$ și având în vedere că la interacțiunea cu fiecare electron se face un transfer de energie în conformitate cu (3.5), va rezulta pentru pierderea totală de energie expresia:

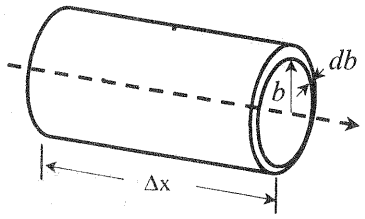


Fig. 3.2

$$\Delta E_{b,b+db} = \frac{2\pi}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\cdot b\cdot db\cdot\Delta x NZ\cdot\frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2} \qquad (3.6)$$

De obicei se calculează pierderea de energie pe unitatea de parcurs care, pentru toți electronii cu care interacționează particula, va fi:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{4\pi}{(4\pi\varepsilon_0)^2}NZ\frac{z^2e^4}{m_e v^2}\int_{b_{min}}^{b_{max}}\frac{db}{b} = \frac{4\pi}{(4\pi\varepsilon_0)^2}NZ\frac{z^2e^4}{m_e v^2}\ln\frac{b_{max}}{b_{min}} \qquad (3.7)$$

Pentru evaluarea lui b_{min} și b_{max} se au în vedere considerente cuanto-mecanice și diferiți autori au propus metode diferite.

Astfel b_{max} este distanța maximă la care interacțiunea mai este suficient de puternică pentru a produce ionizarea sau excitarea. Notând cu I energia efectivă de ionizare, condiția se pune sub forma :

$$E_e \geq I, \quad \text{deci} \quad \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\cdot\frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2} \geq I \qquad (3.8)$$

de unde

$$b \leq b_{max} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{ze^2}{v}\cdot\left(\frac{2}{m_e I}\right)^{1/2} \qquad (3.9)$$

Pentru evaluarea lui b_{min} se are în vedere că la distanța minimă transferul este maxim, interacțiunea fiind cea mai putenică. În mecanica clasică acest transfer este $2m_e v$ ce corespunde unei cioncniri centrale. Deci:

$$\Delta p = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{ze^2}{b_{min}^2}\cdot\frac{2b_{min}}{v} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{2ze^2}{vb_{min}} \leq 2m_e v$$

de unde

$$b_{min} \geq \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{ze^2}{m_e v^2} \qquad (3.10)$$

Astfel

$$\frac{b_{max}}{b_{min}} = m_e v\left(\frac{2}{m_e I}\right)^{1/2} = \left(\frac{2m_e v^2}{I}\right)^{1/2} \qquad (3.11)$$

Cu această evaluare pierderea de energie pe unitatea de parcurs devine:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{4\pi}{(4\pi\varepsilon_0)^2}NZ\frac{z^2e^4}{m_e v^2}\ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right)^{1/2} \qquad (3.12)$$

La acest raționament de bază s-au adus o serie de corecții relativiste și de altă natură obținându-se o formulă complexă ce poartă numele de formula *Bethe-*

Bloch pentru pierderea de energie pe unitatea de parcurs de către o particulă încărcată prin procese de excitare și ionizare:

$$\frac{dE}{dx}=\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\frac{4\pi z^2 N_A Z\rho}{mc^2\beta^2 A}\left[\ln\left(\frac{2mc^2\beta^2}{I}\right)^{1/2}-\ln\left(1-\beta^2\right)-\beta^2\right] \qquad (3.13)$$

unde $\beta = v/c$; N_A este numărul lui Avogadro; ρ este densitatea mediului prin care se mișcă particula de sarcină z; m este masa electronului; Z este numărul de ordine al atomilor mediului; I reprezintă energia medie de excitare a atomilor care ar putea fi calculată, în principiu, mediind pe toate procesele de ionizare și excitare ale atomului. Practic I este considerat ca o constantă empirică ce are o valoare de ordinul a 10 Z eV. De exemplu pentru aer I = 86 eV iar pentru aluminiu I = 163 eV.

Pierderea de energie pe unitatea de lungime a parcursului este numită câteodată *putere de oprire*. Important de reținut este dependența pierderii de energie pe unitatea de parcurs de sarcina particulei încărcate, de natura mediului și de viteza particulei:

$$-\frac{\Delta E}{\Delta x}\sim z^2 Z\varphi(v) \qquad (3.14)$$

În ceea ce privește dependența de viteză, aceasta are forma din Fig.3.3: o creștere rapidă la energii mici (porțiunea OA), o scădere liniară în domeniul de energie de interes nuclear (porțiunea AB), un minim urmat de o ușoară creștere

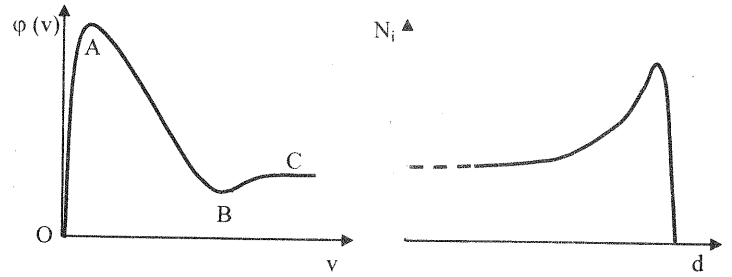


Fig. 3.3

Fig. 3.4

(porțiunea BC) și apoi un platou relativist.

Această dependență poate fi pusă în evidență experimental utilizând un fascicul monoenergetic, colimat, de particule alfa provenite de la o sursă S și o cameră de ionizare. Modificând distanța sursă-cameră de ionizare se obține o variație a numărului de ioni produși în cameră după cum este indicat în Fig. 3.4. Aceasta arată că pierderea de energie pe unitatea de parcurs devine mare la

capătul parcursului particulelor alfa, deci acolo unde viteza acestora devine mică. Corelând pierderea de energie pe unitatea de parcurs prin procese de excitare-ionizare cu împrăștierea coulombiană multiplă, urma lăsată de o particulă într-un detector cu urme va avea următoarele caracteristici: la început când energia particulei este mare, urma va fi dreaptă și rară iar pe măsură ce particula pierde energie, urma se va ondula și numărul de ionizări pe unitatea de parcurs va crește (Fig. 3.5).

Având pierderea de energie pe unitatea de parcurs, se poate calcula parcursul particulei în mediul respectiv:

Fig. 3.5

$$R=\int_{E_0}^{0}\left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1}dE \qquad (3.15)$$

unde E_0 este energia cinetică inițială a particulei. Această formulă nu ia în considerare fluctuațiile de lungime a parcursului datorate captării electronilor de către particulă în apropierea capătului parcursului când energia ei este mică. Parcursul mai poate fi scris sub forma:

$$R = Mz^2\int f(v)dv$$

unde M este masa particulei iar $f(v)$ este o funcție de viteza v a particulei și independentă de masă si energie. Ca urmare, se pot compara parcursurile în același material a două particule diferite având aceeași viteză inițială:

$$\frac{R_1}{R_2}=\frac{M_1 z_2^2}{M_2 z_1^2}$$

Cele discutate până aici se referă la interacțiunea particulelor încărcate grele cu substanța. În ceea ce privește electronii, trebuie să facem următoarele observații :

1. Datorită masei mici, unghiul de împrăștiere multiplă este mare și la energii mici traiectoria electronului este foarte ondulată;

2. Tot din cauza masei mici, pierderea de energie prin radiație de frânare este mai importantă decât la particulele încărcate grele.

După cum se știe atunci când o particulă încărcată suferă accelerări puternice ea emite radiații electromagnetice (bremsstrahlung = radiație de frânare) și puterea radiată crește cu pătratul accelerației [6, 46]:

$$\frac{dE}{dt}\sim a^2.$$

Accelerația este determinată de interacțiunea coulombiană și, ca urmare:

$$ma = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{zZe^2}{b^2} \quad \text{de unde} \quad a^2 = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\left(\frac{zZe^2}{mb^2}\right)^2.$$

Având în vedere că în timpul *dt* particula străbate distanta dx, se poate scrie pierderea de energie pe unitatea de parcurs prin radiație de frânare. S-a obținut pentru aceasta o formulă de forma:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \sim \frac{z^2Z^2}{m^2}E\cdot f(E) \tag{3.16}$$

de unde se constată următoarele:

a) pierderea de energie prin radiație este mai mare la particulele mai ușoare de aceea în cazul electronilor ea devine foarte importantă;

b) pierderea de energie prin radiație crește cu creșterea energiei E a particulei ceea ce face ca la o anumită energie, numită energie critică, ea să devină egală cu pierderea de energie prin excitare-ionizare iar la $E > E_{critic}$ să o depășească pe aceasta;

c) pierderea de energie prin radiație crește cu Z^2 deci depinde mai puternic de natura mediului prin care se deplasează particula decât pierderea de energie prin excitare-ionizare.

Pierderea totală de energie pe unitatea de parcurs va fi suma contribuțiilor celor două fenomene:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ioniz-excit} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiatie} \tag{3.17}$$

Contribuția relativă a celor doi termeni este dată de raportul

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ioniz-excit}} \cong \frac{E_0 + mc^2}{mc^2}\cdot\frac{Z}{1600} \tag{3.18}$$

Termenul radiativ este astfel important numai pentru particule încărcate având energii cinetice mari când se mișcă prin materiale cu Z mare.

3.2.3. Anihilarea electron-pozitron

În cazul electronilor mai trebuie luat în considerare și procesul de *anihilare electron-pozitron*. Pozitronii când ajung în repaus și întâlnesc un electron se anihilează transformându-se în radiație (energie) electromagnetică, deci în fotoni gama. Experimental s-a găsit că în 98% din cazuri anihilarea se produce când pozitronul a ajuns în repaus apărând doi fotoni gama:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma \tag{3.19}$$

Conservarea energiei și impulsului în acest proces se scriu:

$$m_{0+}c^2 + m_{0-}c^2 = h\nu_1 + h\nu_2$$

$$\vec{0} = \frac{\vec{h\nu_1}}{c} + \frac{\vec{h\nu_2}}{c}$$

De unde rezultă

$$h\nu_1 = h\nu_2 = m_0c^2 = 0{,}511\,MeV \tag{3.20}$$

Ca urmare acest proces poate fi utilizat pentru obținerea de radiații electromagnetice monoenergetice de mare energie.

În unele cazuri, pozitronul și electronul pot forma, pentru scurt timp înainte de anihilare, un sistem legat asemănător atomului de hidrogen în care locul protonului este luat de pozitron. Acest sistem se numește *pozitroniu* și sfârșește prin anihilarea electron-pozitron.

3.3 Interacțiunea radiațiilor gama cu substanța

Radiațiile gama sunt fotoni cu energie mare (de ordinul MeV) care sunt emiși de către nuclee la trecerea dintr-o stare excitată în alta mai puțin excitată sau în starea fundamentală. La trecerea prin substanță, fasciculul de radiații gama este atenuat. Pentru a găsi legea de atenuare să delimităm, în absorbantul de grosime d, un strat foarte subțire de grosime dx (Fig.3.6). Micșorarea intensității fasciculului de radiații gama în urma trecerii prin acest strat, dI_x, este proporțională cu intensitatea fasciculului incident pe strat, I_x, și cu gosimea dx a stratului. Coeficientul de proporționalitate este coeficientul liniar de atenuare μ

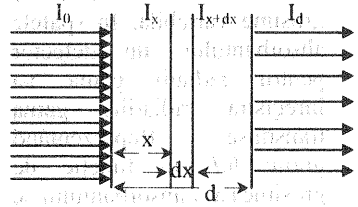


Fig. 3.6

$$dI_x = I_x - I_{x+dx} = -\mu I_x\,dx \tag{3.21}$$

unde I_{x+dx} este intensitatea fasciculului la ieșirea din stratul de absorbant de grosime dx. Pentru a găsi relația dintre intensitatea fasciculului incident, I_0, și intensitatea fasciculului emergent, I_d, din absorbantul de grosime d, se integrează relația (3.21).

$$\int_{I_0}^{I_d}\frac{dI_x}{I_x} = -\mu\int_0^d dx$$

După integrare se obține:

$$\ln\frac{I_d}{I_0} = -\mu d \qquad \text{sau} \qquad I_d = I_0 e^{-\mu d} \tag{3.22}$$

Legea de atenuare poate fi scrisă și sub formă diferențială:

$$-\frac{dI}{I_0} = \mu x \tag{3.22'}$$

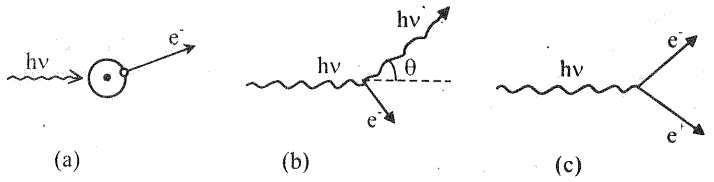


Fig. 3.7

Pentru verificarea experimentală a legii de atenuare se folosește un fascicul monocromatic, colimat, de radiații γ ce se proiectează pe un absorbant (subțire) cu grosime variabilă. În spatele absorbantului, un detector pentru radiații gama va înregistra radiațiile gama transmise. Reprezentând grafic $\ln I_x$ în funcție de grosimea x a absorbantului se obține o dreaptă a cărei pantă este egală cu coeficientul de atenuare μ.

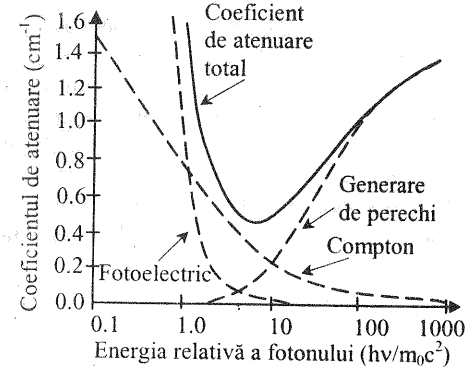


Fig. 3.8

Atenuarea fasciculului de radiații gama se face în principal prin trei procese de interacțiune: efect fotoelectric, efect Compton și generare de perechi electron-pozitron (Fig.3.7). Dacă σ_f, σ_c și σ_g sunt secțiunile eficace corespunzătoare celor trei procese atunci secțiunea eficace totală va fi:

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_g \tag{3.23}$$

Știind că între coeficientul de atenuare μ și secțiunea eficace există relația:

$$\mu = n\sigma \tag{3.24}$$

unde n este concentrația atomilor din materialul țintei, se poate scrie coeficientul de atenuare sub forma:

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_g \tag{3.25}$$

unde μ_f, μ_c, μ_g sunt coeficienții de atenuare corespunzători celor trei procese. Valoarea acestor coeficienți depinde atât de energia radiațiilor gama cât și de natura materialului absorbant. Formulele care exprimă această dependență sunt relativ complicate. Forma foarte aproximativă a acestora este :

$$\mu_f \sim \frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}}; \quad \mu_c \sim \frac{Z}{h\nu}; \quad \mu_g \sim Z^2 \cdot h\nu \tag{3.26}$$

Se constată o descreștere a coeficienților de atenuare, deci a secțiunilor eficace ale proceselor fotoelectric și Compton cu creșterea energiei fotonilor și o creștere a coeficientului de atenuare pentru procesul de generare de perechi. Comportarea secțiunilor eficace ale celor trei procese precum și a secțiunii eficace totale la variația energiei fotonilor pentru un absorbant de plumb (Z = 82) este indicată în Fig. 3.8.

Procesul de generare de perechi electron-pozitron nu poate avea loc în vid ci numai în câmpul coulombian al unei particule. Necesitatea participării unei particule la acest proces rezultă din legile de conservare ale energiei și impulsului. Pentru vid, deci în lipsa unei particule, acestea se scriu:

$$E_\gamma = \frac{m_{0+}c^2}{\sqrt{1-\frac{v_+^2}{c^2}}} + \frac{m_{0-}c^2}{\sqrt{1-\frac{v_-^2}{c^2}}} \tag{3.27}$$

$$\vec{p}_\gamma = \frac{m_{0+}\vec{v}_+}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} + \frac{m_{0-}\vec{v}_-}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{3.28}$$

Indicele "+" se referă la pozitron iar "-" la electron. Știind că $p_\gamma = E_\gamma / c$ din prima relație rezultă:

$$p_\gamma = \frac{m_{0+}c}{\sqrt{1-\frac{v_+^2}{c^2}}} + \frac{m_{0-}c}{\sqrt{1-\frac{v_-^2}{c^2}}} \tag{3.29}$$

Comparând (3.28) cu (3.29) rezultă $|\vec{p}_\gamma| < p_\gamma$ ceea ce înseamnă că în acest proces o parte din impuls este transferat unei alte particule. Având în vedere că masa de repaus a fotonului este zero, pentru generarea a două particule cu masă

de repaus diferită de zero este necesar ca energia fotonului gama să depășească suma energiilor de repaus a electronului și pozitronului. Energia minimă necesară fotonului gama pentru generarea perechii electron-pozitron se numește *energie de prag*. Atunci când procesul se realizează la prag, particulele rezultate se află în repaus în sistemul de referință al centrului de masă (SCM). Sistemul de referință al centrului de masă se consideră inerțial cu sistemul de referință al laboratorului (SL). Ca urmare, în aceste două sisteme de referință masa de repaus a particulelor rezultate din interacțiune este aceeași. Având în vedere acest lucru, pentru calcularea energiei de prag este comod să se plece de la invariantul relativist:

$$\left(\sum E_i\right)^2 - \left(\sum \vec{p}_i\right)^2 c^2 = \left(\sum m_{0i} c^2\right)^2 \qquad (3.30)$$

Membrul stâng contine energia totală și impulsul total al particulelor înainte de interacțiune, exprimate în SL, iar membrul drept reprezintă aceleași mărimi ale particulelor rezultate din interacțiune, exprimate în SCM, ceea ce la prag se reduce la suma energiilor de repaus. Exprimând mărimile respective:

$$\left(h\nu_{prag} + Mc^2\right)^2 - \left(\frac{h\nu_{prag}}{c}\right)^2 c^2 = \left(Mc^2 + m_{0+}c^2 + m_{0-}c^2\right)^2 \qquad (3.31)$$

unde prin M am notat masa particulei în câmpul căreia are loc generarea. Efectuând calculele se obține:

$$(h\nu)_{prag} = 2m_0c^2\left(1 + \frac{m_0}{M}\right) \qquad (3.32)$$

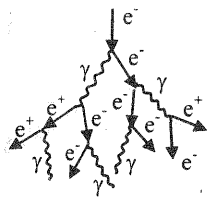


Fig.3.9

unde am utilizat $m_{0+} = m_{0-} = m_0$. Se constantă că dacă generarea are loc în câmpul unui electron ($M = m_0$), energia de prag este:

$$(h\nu)_{prag} = 4m_0c^2 = 4 \cdot 0{,}511 = 2{,}044 MeV\,,$$

iar dacă are loc în câmpul unui nucleu, $m_0 / M \to 0$, energia de prag devine:

$$(h\nu)_{prag} = 2m_0c^2 = 2 \cdot 0{,}511 = 1{,}022 MeV\,.$$

Aceste două valori indică limitele între care poate varia energia de prag a fotonului gama necesară generării unei perechi electron-pozitron. Dacă energia fotonului gama este mult mai mare decât aceste limite, electronul și pozitronul rezultați au energie cinetică mare și, ca urmare, pot emite fotoni gama sub formă

de radiație de frânare. Acești fotoni la rândul lor pot genera perechi electron-pozitron și procesul se poate repeta rezultând un număr mare de electroni și pozitroni. În felul acesta se explică apariția *jerbelor* din radiația cosmică (Fig.3.9)

Având în vedere modul cum depinde σ de Z și $h\nu$ se poate scrie :

$$\sigma = fZ^5 + cZ + pZ^2 \qquad (3.33)$$

Coeficienții f, c, p depind numai de energia radițiilor gama dar nu depind de natura absorbantului. Pentru energii $h\nu \leq 1$ MeV procesul de generare nu poate avea loc și ca urmare expresia secțiunii eficace devine:

$$\sigma = fZ^5 + cZ \qquad (3.34)$$

Având în vedere acest lucru, utilizând doi absorbanți diferiți pentru aceleași radiații gama, se obțin două valori pentru secțiunea eficace, ce permit determinarea lui f și c:

$$\sigma_1 = fZ_1^5 + cZ_1$$
$$\sigma_2 = fZ_2^5 + cZ_2$$

Experimental, se determină coeficienții de atenuare corespunzători celor doi absorbanți din panta dreptelor reprezentate în coordonate semilogaritmice ce reprezintă logaritmul natural al vitezei de numărare în funcție de grosimea absorbantului. Având valorile coeficienților de atenuare se evaluează secțiunile eficace totale, σ_1 și σ_2 de interacțiune a radiațiilor gama cu fiecare din cei doi absorbanți:

$$\sigma_1 = \frac{\mu_1}{n_1} = \frac{\mu_1}{\frac{\rho_1}{M_1/N}} = \mu_1 \frac{M_1}{\rho_1 N}$$

$$\sigma_2 = \frac{\mu_2}{n_2} = \frac{\mu_2}{\frac{\rho_2}{M_2/N}} = \mu_2 \frac{M_2}{\rho_2 N}$$

unde M_1 și M_2 sunt masele atomice ale celor două materiale absorbante, ρ_1 și ρ_2 densitățile corespunzătoare, iar N numărul lui Avogadro. Odată determinați f și c, se pot găsi secțiunile eficace corespunzătoare efectului fotoelectric și efectului Compton, la energia dată, în materiale cu Z cunoscut.

3.4 Interacțiunea neutronilor cu substanța

Neutronii neavând sarcină electrică nu pot interacționa cu substanța prin intermediul forțelor coulombiene. Ei pot străbate mulți centimetri de substanță fără să interacționeze nici într-un fel și, ca urmare, pot fi total invizibili pentru un detector de dimensiuni obișnuite. Neutronul poate interacționa numai cu nucleele materialului absorbant. Ca rezultat al interacțiunii, neutronul poate să dispară și să fie înlocuit cu una sau mai multe radiații secundare, sau își schimbă semnificativ energia sau direcția de mișcare. Spre deosebire de particulele rezultate din interacțiunea radiațiilor gama, radiația secundară rezultată din interacțiunea neutronilor constă aproape totdeauna din particule grele. Aceste particule pot fi rezultatul unei reacții nucleare produsă de neutroni sau pot fi nuclee ale materialului absorbant ce au obținut energie prin ciocnire cu neutroni. Detectarea neutronilor se face în mod indirect detectând particulele încărcate rezultate în urma unor astfel de interacțiuni. Cele mai utilizate reacții în detecția neutronilor sunt: $^{10}B(n,\alpha)^7Li$, $^6Li(n,\alpha)\ ^3H$, $^3He(n,p)^3H$. Vom analiza concret utilizarea lor când vom trata detectorii de neutroni. Probabilitatea realizării acestor reacții scade cu creșterea energiei neutronilor. Ca urmare, pentru neutronii rapizi împrăștierea elastică devine principalul mod de pierdere a energiei. Rezultatul ciocnirii este un *nucleu de recul* cu energie cinetică suficient de mare pentru a fi detectat. În urma împrăștierilor elastice, neutronii își pierd energia devenind din ce în ce mai lenți, favorizând astfel procesul de absorbție în nucleu, știind că secțiunea eficace de absorbție, în general, crește cu

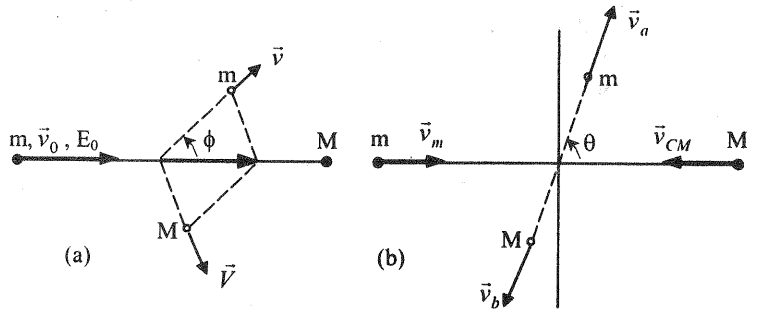


Fig. 3. 10

micșoarea energiei neutronilor. Pentru a calcula fracțiunea din energia cinetică inițială cu care rămâne un neutron în urma unei ciocniri elastice să analizăm procesul de ciocnire în sistemul de referință al laboratorului, legat de țintă, (Fig. 3.10 a) și în sistemul centrului de masă (Fig. 3.10 b) al celor două particule.

Viteza v a neutronului după ciocnire, în raport cu SL, este (Fig. 3.11):

$$\vec{v} = \vec{v}_a + \vec{v}_{CM}$$

Fracțiunea de energie rămasă neutronului va fi :

$$\frac{E_f}{E_0} = \frac{mv^2/2}{mv_0^2/2} = \frac{v^2}{v_0^2} \quad \text{cu} \quad v^2 = v_a^2 + v_{CM}^2 + 2v_a v_{CM}\cos\theta .$$

Pentru a determina viteza neutronului după ciocnire este necesar să găsim viteza v_a a neutronului după ciocnire în SCM. Având în vedere că în procesul de ciocnire elastică masa particulelor nu se schimbă, energia cinetică se conservă, iar în SCM rezultanta impulsurilor este zero, impulsurile celor două particule în SCM înainte și după ciocnire vor fi egale. De aici rezultă:

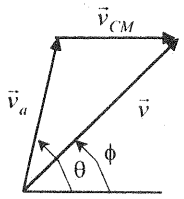


Fig. 3.11

$$v_a = v_m = v_0 - v_{CM} = v_0 - \frac{mv_0}{m+M} = \frac{Mv_0}{m+M}$$

$$v_b = v_{CM} = \frac{mv_0}{m+M}$$

Deci :

$$v^2 = \left(\frac{M}{m+M}\right)^2 v_0^2 + \left(\frac{m}{m+M}\right)^2 v_0^2 + 2\frac{mM}{(m+M)^2} v_0^2 \cos\theta$$

$$\frac{E_f}{E_0} = \left(\frac{M}{m+M}\right)^2 + \left(\frac{m}{m+M}\right)^2 + \frac{2mM}{(m+M)^2}\cos\theta = \frac{M^2 + m^2 + 2mM\cos\theta}{(m+M)^2}$$

și, înlocuind masele cu numerele de masă corespunzătoare rezultă:

$$\frac{E_f}{E_0} = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta}{(1+A)^2} \tag{3.35}$$

Valoarea medie a acestui raport va fi :

$$< \frac{E_f}{E_0} > = \frac{A^2 + 1 + 2A < \cos\theta >}{(1+A)^2} = \frac{A^2+1}{(1+A)^2} = 1 - \frac{2A}{(1+A)^2}, \tag{3.36}$$

deoarece în SCM împrăștierea elastică la energii mici este izotropă și, ca urmare, $<\cos\theta> = 0$. După un număr de N ciocniri se obține:

$$< \frac{E_{fN}}{E_0} > = \left[\frac{1-2A}{(1+A)^2} \right]^N \qquad (3.37)$$

Cu cât numărul de masă al materialului țintei este mai mic cu atât fracțiunea de energie rămasă este mai mică, deci încetinirea neutronilor este mai rapidă. Încetinirea se poate face până când energia cinetică a neutronilor ajunge la valoarea energiei de agitație termică a atomilor mediului $E_c = KT = 0{,}025\ eV$. Neutronii cu astfel de energie se numesc termici sau terminalizați. Când ajung la această energie, ei fie sunt absorbiți în nuclee, producând reacții nucleare, fie ies din materialul țintei.

Pentru o energie dată a neutronilor, probabilitatea de interacțiune pe unitatea de lungime a parcursului este constantă pentru fiecare din mecanismele de interacțiune. Această probabilitate se exprimă cu ajutorul secțiunii eficace σ per nucleon pentru fiecare tip de interacțiune. Înmulțind secțiunea eficace cu numărul de nuclee din unitatea de volum, N, se obține secțiunea eficace macroscopică Σ

$$\Sigma = N\sigma \qquad (3.38)$$

care are dimensiunea inversului unei lungimi. Σ a fost interpretat ca probabilitatea de realizare, pe unitatea de lungime de parcurs, a unui anumit proces caracterizat de o secțiune eficace microscopică σ. Dacă se iau în considerare toate procesele de interacțiune posibile, rezultă:

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_{împr.} + \Sigma_{capt.\ rad} + \cdots \qquad (3.39)$$

Această mărime are pentru neutroni aceeași semnificație ca și coeficientul liniar de atenuare pentru radiațiile gama. Dacă pe un material absorbant cade un fascicul paralel, îngust, de neutroni, numărul celor detectați la ieșirea din absorbant scade exponențial cu grosimea materialului:

$$I = I_0 e^{-\Sigma_{tot} x} \qquad (3.40)$$

Drumul liber mediu al neutronilor, λ, se definește ca inversul secțiunii macroscopice totale.

3.5 Interacțiunea radiațiilor cu substanța vie

În acest paragraf vom da doar câteva noțiuni referitoare la interacțiunea radiațiilor nucleare cu substanța vie. Analiza amănunțită a acestei probleme se face în cadrul cursurilor speciale "*Dozimetria radiațiior*", "*Radioprotecție*", "*Radioterapie*" etc.

Datorită elementelor radioactive naturale existente în pământ și în aer, a radiației cosmice și a produșilor radioactivi rezultați în urma reacțiilor provocate

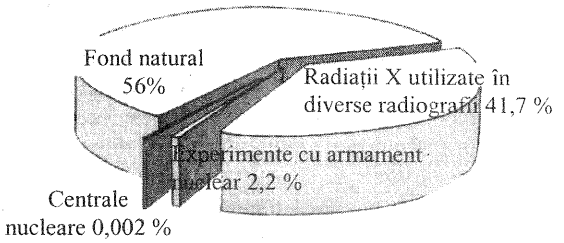


Fig. 3.12 Contribuția celor mai importante surse de iradiere.

de radiația cosmică primară în atmosferă precum și a celor produși în diferite scopuri de către om, locuitorii Pământului sunt expuși în mod continuu unui bombardament intens de radiații (Fig. 3.12). Se estimează că într-o oră un om este bombardat de:

1. Radiații din cosmos

- 10^5 neutroni din radiația cosmică primară
- $4 \cdot 10^5$ particule încărcate din radiația cosmică secundară

2. Radiații provenite din aerul pe care-l respirăm

- $3 \cdot 10^4$ dezintegrări α, β, γ se produc în plămâni ca urmare a inhalării nuclizilor radioactivi de Rn, Po, Bi, Pb.

3. Radiații provenite din alimente

- $15 \cdot 10^6$ radiații beta provenite din dezintegrarea izotopului ^{40}K
- $7 \cdot 10^3$ radiații alfa provenite din dezintegrarea izotopilor de uraniu și poloniu din alimente.

4. Radiații provenite din sol și materiale de construcții

- $2 \cdot 10^8$ radiații gama provenite din dezintegrarea elementelor radioactive din sol și materiale de construcții.

Toate aceste radiații constituie *fondul natural de radiații* la care suntem expuși în permanență. Acest fond prezintă fluctuații determinate de locul unde ne aflăm, de alimentele pe care le consumăm, precum și variații temporale determinate de variația fluxului de radiații cosmice.

Procesele prin care radiația interacționează cu substanța vie sunt aceleași ca și la substanța moartă. Dar ionii produși în urma interacțiunii perturbă procesele biologice din organism favorizând sinteza unor compuși

foarte toxici sau distrugând celulele. Efectele dăunătoare ale radiației vor fi cu atât mai mari cu cât ionizările vor fi mai multe și mai dese și cu cât timpul în care se produce un anumit număr de ionizări este mai scurt. Ca urmare efectele biologice ale iradierii depind atât de energia absorbită în țesut cât și de tipul de radiație, viteza cu care se face transferul de energie și organul ce primește energia respectivă. Evaluarea energiei depozitate în organism de către radiații este o problemă relativ simplă dar în ceea ce privește evaluarea efectelor biologice este mult mai complicată și problema nu este complet clarificată. Pentru măsurarea efectelor biologice ale radiațiilor există două sisteme.

1. *Sistemul roentgenologic* se bazează pe măsurarea ionizării în aer. Se definește *expunerea* ca sarcina electrică totală corespunzătoare ionilor de un singur semn generați în unitatea de masă de aer:

$$X = \frac{dQ}{dm}$$

Unitatea de măsură este *coulomb/kg*. Ca unitate tolerată se folosește *roentgenul* căruia îi corespunde $1{,}58 \cdot 10^{-4}$ C/kg. Tot în acest sistem se definește și *debitul expunerii* ca expunerea în unitatea de timp

$$x = \frac{dX}{dt}$$

și se măsoară în C/(kg.s).Unitatea tolerată este un roentgen pe oră: 1 R/h = $7{,}17 \cdot 10^{-8}$ C/kg.s. Acest sistem de unități a fost folosit în special pentru evaluarea efectelor biologice produse de radiații X și γ cu energii de până la 3 MeV.

2. *Sistemul radiobiologic* se bazează pe măsurarea energiei absorbite în țesut și adoptarea unei *eficacități biologice relative* pentru diferitele radiații nucleare. În acest sistem (adoptat în 1950) se definește *doza de iradiere* ca energia absorbită în unitatea de masă de țesut:

$$D = \frac{dW}{dm}.$$

Unitatea de măsură în SI se numește *Gray* și corespunde absorbției unei energii de 1 J într-un kg de țesut: 1 Gy = 1 J/kg. Ca unitate tolerată se folosește rad-ul: 1 rad = 10^{-2} Gy. Având în vedere că efectele biologice ale iradierii depind și de viteza de transfer a energiei se definește *debitul dozei de iradiere* ca energia absorbită în unitatea de masă de țesut în unitatea de timp sau ca doza de iradiere încasată în unitatea de timp.

$$d = \frac{dD}{dt}.$$

Unitatea de măsură este 1 Gy/s iar ca unitate tolerată se folosește 1 rad/s; 1 rad/h, etc. Știind că pentru producerea unei perechi de ioni în aer se cheltuiește o

energie de aproximativ 35 eV, se poate găsi legătura între unitatea de măsură a expunerii și cea a dozei de iradiere:

$$1C/kg \rightarrow \frac{1}{1{,}6.10^{-19}} \frac{\text{perechi ioni}}{\text{kg}} \rightarrow \frac{35.1{,}6.10^{-19}}{1{,}6.10^{-19}} J/kg = 35Gy.$$

S-a constatat experimental că doze de iradiere identice provenite de la tipuri diferite de radiații pot cauza efecte biologice diferite în țesutul viu. Aceasta se explică prin aceea că la scară mică, de ordinul μm, energia absorbită nu este distribuită în mod uniform în țesut deoarece transferul de energie se realizează discontinuu prin cantități discrete, în timpul ciocnirilor aleatoare între particulele ionizante și electronii mediului, iar energia este localizată în vecinătatea traiectoriei particulei ionizante. Doza de iradiere, definită mai sus, nu exprimă aceste caracteristici ale transferului de energie, ci reprezintă o mărime globală, medie, ce se raportează la o masă de țesut suficient de mare pentru ca aceste fluctuații statistice să nu fie semnificative. Aceasta face ca efectele biologice ale absorbției unor doze egale de energie să fie diferite la nivelul structurilor celulare de mici dimensiuni unde se manifestă distribuția neuniformă și discontinuă a energiei absorbite având în vedere că această distribuție depinde de natura și energia particulei ionizante. Pentru a lua în considerare această dependență s-a definit *eficacitatea biologică relativă* ca raportul dintre doza absorbită dintr-o radiație standard, ce produce același efect biologic cu doza absorbită din radiația dată, și doza din radiația dată:

$$\eta = \frac{D_x}{D_r}$$

Drept radiație standard s-a considerat radiația X cu energia de 200 KeV. Eficacitatea biologică relativă depinde de transferul de energie pe unitatea de lungime a parcursului particulei ionizante.

Se definește *doza biologică* ca produsul dintre eficacitatea biologică relativă și doza de iradiere:

$$B = \eta D$$

Unitatea de măsură pentru doza biologică se numește *Sievert* și reprezintă doza biologică corespunzătoare unei doze de iradiere cu radiații X sau γ de 1 Gy. Ca unitate tolerată se folosește rem-ul (roentgen equivalent man): 1 rem = 10^{-2} Sv. *Debitul dozei biologice* este:

$$b = \frac{dB}{dt}$$

și se măsoară în Sv/s sau rem/s sau mrem/s.

Eficacitatea biologică relativă are valorile indicate în tabelul 3.1

Tabelul 3.1

radiația	X	γ	β	$n_{termici}$	n_{rapizi}	α	ioni grei
η	1	1	1	5	10	20	> 20

Dacă iradierea se face cu diferite tipuri de radiații, atunci doza biologică se calculează ca suma dozelor biologice corespunzătoare fiecărui tip de radiație:

$$B = \sum B_i = \sum \eta_i D_i$$

Comisia Internațională de Protecție contra Radiațiilor (CIPR), de pe lângă Agenția Internațională de Energie Atomică (AIEA) cu sediul la Viena, a recomandat dozele maxime permise pentru iradiere exterioară. Aceste doze sunt calculate astfel încât o persoană supusă la iradiere în aceste limite să aibă o probabilitate neglijabilă de a suferi degradări somatice sau genetice. Desigur aceste limite depind de stadiul de cunoaștere a efectelor biologice ale radiațiilor. Această doză maximă este în prezent B_{max}= 0,05 Sv încasată în mod uniform pe o durată de cel puțin 30 ani. Ea corespunde dozei cauzate de fondul natural de radiații compus din radiația cosmică (particule încărcate, neutre și radiații γ), radioactivitatea rocilor și a aerului, radiațiile interiorare (radiul și ^{40}K din corp). Departe de orice instalație nucleară aceste radiații dau un debit al dozei biologice de aproximativ 0,036 mSv/săptămână.

Menționăm faptul că datele statistice indică 30.000 mutații genetice datorate radiației de fond la fiecare milion de oameni.

Întrebări

1.Care sunt mărimile de care depinde unghiul mediu de împrăștiere multiplă a particulelor încărcate la trecerea prin substanță ?
2. Ce reprezintă puterea de oprire și de cine depinde ?
3. Cum se definește parcursul particulelor încărcate în substanță și care sunt mărimile ce determină acest parcurs ?
4. Cum se pot încetini neutronii și de ce este importantă încetinirea lor ?
5. Care este legea de atenuare a radiațiilor gama la trecerea prin substanță ?
6. Care sunt mărimile fizice ce determină atenuarea radiațiilor gama?
7. Ce determină fondul de radiațiim ?
8. Care este doza biologică și debitul acesteia corespunzătoare fondului de radiații ?

ANEXA 3.1

Coeficienții de atenuare ai radiațiilor gama în plumb și aluminiu

Nuclidul gamma activ	E_γ (MeV)	Coeficientul de atenuare, μ (cm^{-1})	
		Al	Pb
^{24}Na	1,368	0,142	0,62
	2,753	0,10	0,45
^{60}Co	1,331	0,153	0,65
^{211}Bi	0,350	0,26	3,27
^{214}Pb	0,052	1,0	77,0
	0,351	0,23	1,98
^{210}Po	0,800	0,18	0,96
^{226}Ra	0,185	0,346	14,8
^{228}Ac	0,58	0,74	57,7
	0,97	0,165	0,80
^{234}Th	0,090	0,49	58,0
^{234}Pa	0,782	0,18	1,0
	0,817	0,18	1,0
	0,394	0,24	2,6

ANEXA 3.2

Energia și parcursul în aer ale particulelor alfa emise de câteva elemente radioactive:

Izotopul radioactiv	$T_{1/2}$	E_α (MeV)	R_α în aer (cm)
^{232}Th	$1,39 \cdot 10^{10}$ ani	3,98	2,60
^{238}U	$4,5 \cdot 10^{9}$ ani	4,18	2,73
^{230}Th	$8,0 \cdot 10^{4}$ ani	4,68	3,19
^{234}U	$2,5 \cdot 10^{5}$ ani	4,76	3,28
^{226}Ra	1590 ani	4,77	3,39
^{231}Pa	$3,4 \cdot 10^{4}$ ani	5,04	3,67
^{222}Rn	3,825 zile	5,49	4,12
^{218}Po	3,0 min	6,00	4,72
^{220}Rn	54,5 s	6,28	5,06
^{219}Rn	3,9 s	6,82	5,79
^{214}Po	$1,6 \cdot 10^{-4}$ s	7,68	6,97
^{212}Po	$3,0 \cdot 10^{-7}$ s	8,78	8,62

4

DETECȚIA RADIAȚIILOR NUCLEARE

4.1 Introducere

Detecția radiațiilor se face ca urmare a interacțiunii acestora cu atomii mediului din detector. În decursul interacțiunii energia particulei se transferă mediului respectiv. În funcție de modul în care mediul detectează produșii de interacțiune, s-au construit diferite tipuri de detectori. Aceștia pot fi împărțiți în două mari categorii:

A. Detectori (contori) în care trecerea unei particule prin detector duce în final la apariția unui semnal electric la ieșirea detectorului.
B. Detectori cu urme ce materializează traiectoria particulei.

Vom începe cu prima categorie, din care vom trata: detectorii (contorii) bazați pe culegerea sarcinilor produse prin ionizarea unui mediu gazos, detectorii (contorii) cu scintilație, detectorii (contorii) cu semiconductori.

4.2 Detectori bazați pe culegerea sarcinilor produse de radiațiile ionizante în gaze

Un astfel de detector constă din doi electrozi, conectați la o sursă de tensiune. Cei doi electrozi se află într-o incintă umplută cu un gaz. La trecerea particulelor încărcate prin gaz se produc excitări și ionizări ale atomilor sau moleculelor gazului în lungul traiectoriei particulelor. Numărul de perechi electron-ion apărute depinde de energia pierdută de particula încărcată în detector și de energia minimă necesară pentru ionizarea gazului respectiv. Pentru majoritatea gazelor, energia de ionizare w_i este cuprinsă între 10 și 20

eV. Între două ciocniri în care particula încărcată produce ionizări ea poate să producă excitări (procese din care nu rezultă electroni și ioni) pierzând astfel o parte din energie. Datorită acestui fapt energia medie pe care o pierde particula încărcată pentru producerea unei perechi electron-ion, numită *energie efectivă medie de ionizare* pe care o vom nota cu W, este mult mai mare decât energia de ionizare w_i. Valoarea lui W depinde puțin de tipul și energia particulei încărcate precum și de speciile de gaz din detector. În majoritatea cazurilor, W are valori cuprinse între 30 și 35 eV/pereche ioni. Ca urmare, o particulă ionizantă cu energia de 1MeV va crea, până la oprire, un număr de perechi electron-ion:

$$n_0 \cong 10^6/35 \cong 30.000$$

Numărul mediu de ioni formați fluctuează. El se supune unei distribuții Poisson și, ca urmare, abaterea standard de la medie este:

$$\sigma \approx \sqrt{n_0}$$

Sarcinile electrice care apar sunt culese de electrozi dând un semnal electric la ieșirea detectorului. Cel mai simplu detector de acest fel este camera de ionizare.

4.2.1 Camera de ionizare

Funcționarea camerei de ionizare se bazează pe colectarea tuturor sarcinilor create prin ionizare directă în gazul din interiorul camerei de către particulele ionizante. Electronii și ionii pozitivi execută o mișcare de drift în câmpul electric creat prin aplicarea unei diferențe de potențial între cei doi electrozi ai camerei (Fig. 4.1). Viteza de drift a purtătorilor de sarcină este [19, 34, 65]:

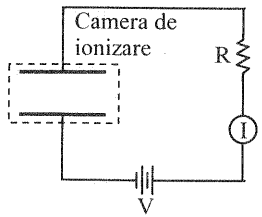


Fig. 4.1

$$v = \mu \frac{E}{p}$$

unde E este intensitatea câmpului electric, p presiunea gazului din cameră, iar μ mobilitatea electronilor și respectiv a ionilor. Valorile mobilității ionilor sunt cuprinse între 10 și 15 $m^2 \cdot atm./(V \cdot s)$. Mobilitatea electronilor este mult mai mare decât a ionilor: $\mu_e \geq 1000\ \mu_i$.

În drumul lor, purtătorii de sarcină se ciocnesc cu atomi neutri, cu ioni sau electroni și pot să se recombine. Poate avea loc și o recombinare imediată pe traiectoria particulei. Recombinările micșorează numărul purtătorilor de sarcină. Numărul recombinărilor scade pe măsura creșterii diferenței de potențial dintre

cei doi electrozi. Caracteristica curent-tensiune a camerei de ionizare este indicată în Fig.4.2. Pentru $V = 0$ nu există curent. Crescând diferența de potențial dintre cei doi electrozi, crește intensitatea câmpului electric care va separa sarcinile mai repede decât ele se pot recombina. Crescând diferența de potențial dintre cei doi electrozi, crește numărul sarcinilor colectate de aceștia, deci valoarea curentului I crește cu V. Curentul de saturație I_s corespunde colectării tuturor purtătorilor de sarcină apăruți în cameră prin ionizare primară (intensitatea câmpului electric creat în cameră face ca recombinarea să fie neglijabilă). În condițiile iradierii camerei cu un flux constant de particule,curentul I_s este proporțional cu viteza formării perechilor electron-ion în cameră.

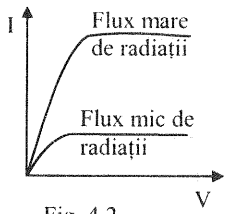


Fig. 4.2

Camera de ionizare poate funcționa în regim integrator sau în impuls. Camera de ionizare ce funcționează în regim integrator măsoară curentul de saturație. Ea poate fi construită în două variante: cu două placi plan paralele sau în geometrie cilindrică. Driftul celor două tipuri de purtători de sarcină induce sarcini pe electrozi și reduce diferența de potențial cu:

$$\Delta V = \frac{Q}{C},$$

Q fiind sarcina indusă pe electrozi în intervalul de timp Δt cât s-au deplasat purtătorii de sarcină:

$$Q = I\,\Delta t,$$

I fiind curentul prin rezistorul R (Fig. 4.1).

$$\Delta V = \frac{I\Delta t}{C} \Rightarrow I = \frac{\Delta V}{\Delta t} \cdot C$$

Căderea de potențial $\Delta V \equiv V_R$ pe rezistor ($R \cong 10^9 - 10^{12}\ \Omega$) se măsoară cu electrometrul:

$$V_R = I\,R$$

Forma impulsului

În intervalul de timp Δt, purtătorii de sarcină de cele două semne se deplasează pe distanțe diferite datorită vitezelor de drift diferite. Pentru a găsi comportarea în timp a amplitudinii semnalului, deci a mărimii lui V_R, se poate pleca de la legea conservării energiei înmagazinată în camera de ionizare:

$$\frac{1}{2}CV_0^2 = n_0 eEv^+ t + n_0 eEv^- t + \frac{1}{2}CV_1^2$$

V_0 este diferența de potențial dintre armături înaintea aparitiei ionilor. Am presupus că particula ionizantă crează n_0 perechi electron-ion ce se deplasează

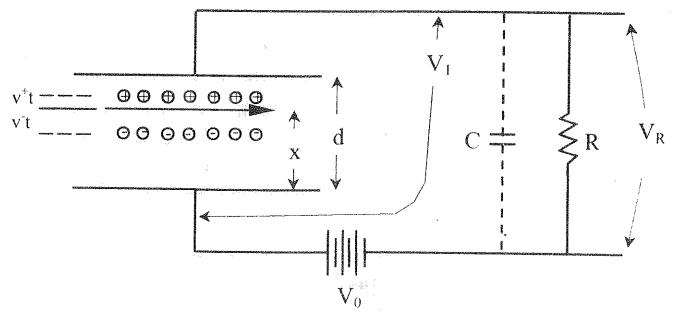


Fig. 4.3

spre cele două armături cu viteza v^+ și v^- (Fig. 4.3). Ca urmare a acestei deplasari, diferența de potențial rămasă la un moment dat între armături va fi V_1. Grupând termenii din ecuația de mai sus, se poate scrie:

$$\frac{1}{2}C\left(V_0^2 - V_1^2\right) = n_0 eE\left(v^+ + v^-\right)t$$

$$\frac{1}{2}C\left(V_0 + V_1\right)\left(V_0 - V_1\right) = n_0 eE\left(v^+ + v^-\right)t$$

Aproximând $V_0 + V_1$ cu $2V_0$ iar $V_0 - V_1 = V_R$ și considerând $E = (V_0/d)$ relația devine

$$\frac{1}{2}C\left(2V_0\right)V_R = n_0 e\left(\frac{V_0}{d}\right)\left(v^+ + v^-\right)t$$

Rezultă astfel pentru căderea de potențial pe R expresia:

$$V_R = \frac{n_0 e}{Cd}\left(v^+ + v^-\right)t \ . \qquad (4.1)$$

Această relație indică o creștere liniară în timp a lui V_R (pe prima porțiune din Fig. 4.4). Cum $v^- >> v^+$, electronii vor fi culeși mult mai repede decât ionii. Să notăm cu Δt^- intervalul de timp necesar colectării tuturor electronilor. Distanța pe care ei o străbat în acest interval de timp va fi $x = v^-\Delta t^-$. După acest interval de timp V_R devine:

$$V_R = \frac{n_0 e}{Cd}\left(v^+ t + x\right) . \qquad (4.2)$$

Relația (4.2) ne spune că pentru $t > \Delta t^-$ creșterea lui V_R va fi tot liniară în timp dar cu o pantă mai mică. Să notăm cu Δt^+ intervalul de timp necesar ionilor pentru a străbate distanța până la catod: $d - x = v^+ \Delta t^+$. După acest interval de timp V_R devine constant:

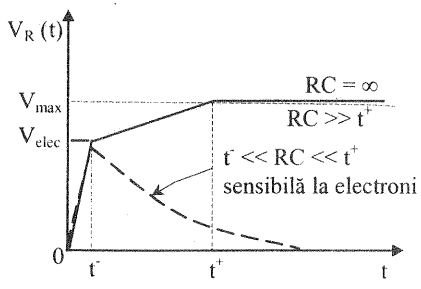


Fig. 4.4

$$V_R = \frac{n_0 e}{Cd} = V_{max} \qquad (4.3)$$

Variația în timp a lui V_R, dată de cele trei ecuații, este indicată în Fig.4. 4.

Măsurarea lui V_R ne permite să determinăm n_0, egal cu numărul de perechi de ioni ce au apărut în cameră ca urmare a ionizării primare.

Pe baza acestei caracteristici temporale a lui V_R s-au construit camere de ionizare care să funcționeze în diferite regimuri: integrator și în impulsuri.

A. Funcționarea în regim integrator presupune culegerea tuturor sarcinilor produse de un *flux constant* de particule ionizante ce pătrund în cameră și *dă la ieșire un curent mediu de saturație*. Acest curent depinde de rata de formare a tuturor sarcinilor prin ionizare în volumul activ al camerei. Acest mod de funcționare se realizează atunci când constanta de timp RC este infinită sau practic mult mai mare decât timpul de colectare a ionilor pozitivi. Diferența de potențial măsurată corespunde lui V_{max}.

Camerele de ionizare ce lucrează în regim integrator sunt utilizate în dozimetria de radiații. În acest scop s-au construit camere de ionizare portabile. Astfel de camere au un volum de câteva sute de cm^3 și se măsoară curentul de saturație utilizând un circuit cu un electrometru, alimentat la o baterie. O altă variantă de cameră de ionizare portabilă, utilizată pentru măsurători de doză, se bazează pe principiul neutralizării sarcinilor. Ea este inițial încărcată și apoi plasată într-un câmp de radiații pentru o perioadă de timp. Viteza de descărcare a camerei este o măsură a radiației ionizante totale ce a străbătut camera în intervalul de timp dat. Camere mari cu "pereți din aer" (camere deschise) sunt utilizate pentru etalonarea dozimetrelor de radiații.

B. Funcționarea în regim de impuls presupune înregistrarea la ieșire a unui impuls distinct pentru fiecare particulă ionizantă ce trece prin cameră.

Acest mod de funcționare se utilizează în spectroscopia de radiații deoarece înălțimea impulsului la ieșire este proporțională cu numărul de ionizări primare n_0. Acest mod de funcționare se utilizează de asemenea în detectarea neutronilor. Circuitul echivalent corespunde celui din Fig. 4.3 unde C constituie capacitatea camerei cât și a oricărei capacități paralelă cu ea. Pentru a înregistra fiecare particulă trebuie ca V_R să scadă rapid după ce a atins o anumită valoare maximă, deci constanta de timp $\tau = RC$ să fie mică. Dacă $\tau = RC > \Delta t^+$ camera va colecta atât ioni cât și electroni. Deoarece Δt^+ este de ordinul milisecundelor, viteza de numărare va fi mică și camera va funcționa numai pentru o frecvență ν mică de pătrundere a particulelor în cameră, dată de ralația:

$$\frac{1}{\nu} > \tau > \Delta t^+$$

Din această cauză, camerele se fac să funcționeze în așa numitul mod sensibil la electroni. Pentru aceasta se alege

$$\Delta t^+ > \tau > \Delta t^-.$$

În aceste condiții, amplitudinea impulsului va fi mai mică deoarece ea reflectă culegerea numai a electronilor. Valoarea maximă posibilă a vitezei de numărare va fi însă corespunzător mai mare, datorită diferenței mari dintre timpul necesar colectării ionilor și timpul necesar colectării electronilor.

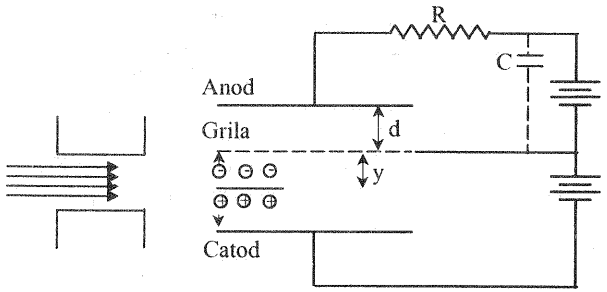


Fig. 4.5

De exemplu, la presiunea de 1atm și intensitatea câmpului electric din cameră $E = 10^4$ V/m, viteza de drift a ionilor este de ordinul a 1 m/s iar timpul necesar ionilor de a străbate distanța de 1 cm este de aproximativ 10 ms. În aceleași condiții, electronii necesită un timp de tranzit de aproximativ 1 μs.
Din formula (4.2) rezultă:

$$V_{electr} = \frac{n_0 e}{C} \cdot \frac{x}{d} \qquad (4.4)$$

B.C.U. „M. EMINESCU" FIZICĂ

Am neglijat driftul ionilor și am pus $v^- \Delta t^- = x$. Rezultă că amplitudinea semnalului electronic depinde de poziția unde se formează ionii primari în cameră. Pentru a înlătura acest neajuns se introduce în cameră o grilă iar fasciculul de particule este dirijat să pătrundă în cameră în spațiul dintre grilă și catod (Fig. 4.5). Semnalul se culege de pe rezistorul R conectat între anod și grilă. În felul acesta, deplasarea electronilor între catod și grilă nu dă nici un semnal. V_R crește după ce electronii pătrund în spațiul dintre grilă și anod.

$$V_R(t) = \frac{n_0 e}{Cd} v^- t \Rightarrow V_R^{\max} = \frac{n_0 e}{Cd} \cdot d = \frac{n_0 e}{C}$$

Deoarace semnalul este dat numai de driftul electronilor se poate alege constanta de timp mică, $\tau \approx \Delta t^-$, permițând viteze de numărare mari. Amplitudinea impulsului nu depinde de locul de producere a ionizărilor primare dar este totuși mică. De exemplu pentru o particulă ionizantă cu energia de 1 MeV care își cheltuiește întreaga energie prin ionizări în cameră, amplitudinea impulsului la ieșire va fi:

$$V_{\max} = \frac{(W_p/W)\cdot e}{C} = \frac{(1MeV/35eV)\cdot 1{,}6.10^{-19} C}{10^{-10} F} = 4{,}58.10^{-5} V$$

Pentru înregistrarea acestor semnale sunt necesare sisteme de preamplificare și amplificare sofisticate.

Acest inconvenient dispare în cazul detectorilor în care numărul sarcinilor apărute ca urmare a ionizării primare este amplificat prin ionizari secundare în gazul din detector. Din această categorie de detectori menționăm: contorul proporțional și contorul Geiger Müller.

Să analizăm pe scurt modul de formare a impulsului în astfel de detectori.

4.2.2. Multiplicarea sarcinilor în gaz

După cum am arătat mai sus, electronii și ionii apăruți ca urmare a ionizării gazului din detector de către particula ionizantă execută o mișcare de drift spre cei doi electrozi. În timpul deplasării, ei pot să se ciocnească cu atomii sau moleculele gazului. La energii mici, ciocnirile sunt elastice dar dacă energia cinetică a purtătorilor de sarcină depășește energia de ionizare, ciocnirile se pot solda cu ionizarea atomului sau moleculei. Energia cinetică pe care o acumulează purtătorii de sarcină între două ciocniri depinde de intensitatea câmpului electric ce acționează asupra lor. Atunci când o particulă încărcată cu sarcina electrică e se mișcă într-un câmp electric uniform de intensitate $\vec{E}$, ea obține, pe un drum liber mediu λ, energia cinetică $W = e E \lambda$. Pentru intensități ale câmpului electric $E > E_{prag}$, această energie depășește energia de ionizare și

ca urmare ciocnirea se poate solda cu ionizare. E_{prag} este acea valoare a intensității câmpului electric pentru care energia acumulată de purtătorii de sarcină pe un drum liber mediu devine egală cu energia de ionizare a gazului. În aceste condiții se produce o multiplicare a sarcinilor conform reacțiilor:

$$e^- + A \rightarrow A^+ + e^- + e^- \qquad (4.5)$$

$$A^+ + A \rightarrow A^+ + A^+ + e^- \qquad (4.6)$$

La diferențe de potențial nu prea mari ionii, datorită mobilității mult mai mici decât a electronilor și a drumului liber mult mai mic, nu primesc pe un drum liber mediu energie suficientă pentru a produce ciocniri cu ionizări. Din această cauză se ia în considerare numai mecanismul de multiplicare prin ionizări produse de electroni. La rândul lor, electronii secundari vor fi accelerați în câmpul electric și pot produce noi ionizări. În felul acesta multiplicarea duce la formarea unei avalanșe Townsend în care fiecare electron liber creat într-o ciocnire poate crea mai mulți electroni liberi printr-un proces de același fel. Creșterea numărului de electroni pe unitatea de parcurs este dată de

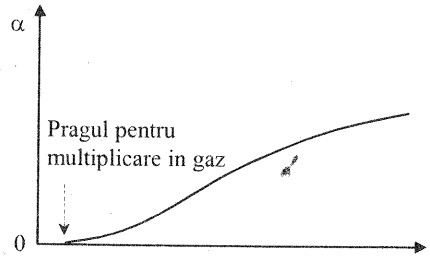


Fig. 4.6

$$dn = \alpha \cdot n \cdot dx \qquad (4.7)$$

unde α este *primul coeficient Townsend.* Valoarea lui este zero pentru $E < E_{prag}$, iar pentru câmpuri mai mari decât valoarea de prag, crește cu E (Fig 4.6). Pentru un câmp uniform creat între doi electrozi plan – paraleli, α = const. și soluția ecuației (4.7) este:

$$n = n_0 e^{+\alpha x} \qquad (4.8)$$

Trasând variația amplitudinii impulsului în funcție de diferența de potențial aplicată pe detector se obțin curbele din Fig. 4.7. Pe aceaste curbe se pot distinge mai multe regiuni. La valori foarte mici ale diferenței de potențial (regiunea I), câmpul este insuficient pentru a impiedica recombinarea purtătorilor de sarcină și, ca urmare, sarcina colectată este mai mică decât cea

apărută prin ionizarea primară. Pe măsură ce diferența de potențial crește, recombinarea este eliminată și se ajunge la curentul de saturație. Acest domeniu al diferenței de potențial (regiunea II) corespunde funcționării *camerei de ionizare*, discutată mai sus. Crescând în continuare diferența de potențial, se atinge valoarea de prag a câmpului electric pentru care începe multiplicarea în gaz. Sarcina primară va fi multiplicată și amplitudinea impulsului va crește liniar (regiunea III). Sarcina colectată va fi proporțională cu sarcina creată de particula ionizantă. Acesta este domeniul de funcționare a *contorilor proporționali*. La diferențe de potențial mai mari, apar o serie de efecte neliniare datorate numărului mare de ioni pozitivi (ce se formează în urma multiplicării în gaz) care, având mobilitate mică, formează o sarcină spațială pozitivă care modifică local intensitatea câmpului electric. Aceste efecte marchează începutul regiunii de proporționalitate limitată (regiunea IV). Pentru diferențe de potențial suficient de mari sarcina spațială formată din ionii pozitivi va juca rolul predominant în stabilirea amplitudinii impulsului care nu va mai depinde de numărul de purtători de sarcină creați de particula ionizantă. Acesta este domeniul de funcționare a *contorului Geiger-Müller* (regiunea V).

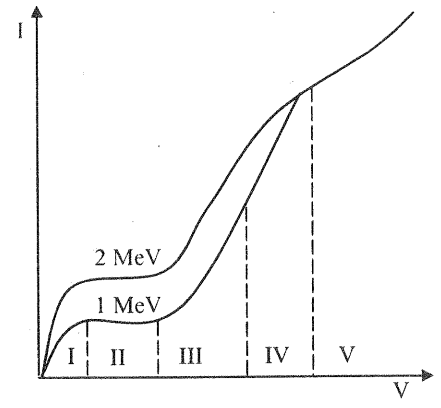


Fig. 4.7

4.2 3. Contorul proporțional

Contorul proporțional funcționează în domeniul de strictă proporționalitate a caracteristicii din Fig.4.7. El are o geometrie cilindrică fiind alcătuit dintr-un cilindru metalic (cu raza de ordinul a 1cm) ce constituie catodul și un fir subțire (cu raza de ordinul a 0,005cm), coaxial, ce constituie anodul. Acești doi electrozi se găsesc într-o incintă umplută cu gaz. Alegerea acestei polarizări este condiționată de următoarele motive: (*i*) Pentru a realiza multiplicarea în gaz de către electroni aceștia trebuie să se deplaseze într-un câmp electric suficient de mare. În geometrie cilindrică, intensitatea câmpului electric este cu atât mai mare cu cât ne apropiem de axul cilindrului, conform relației

$$E(r)=\frac{V_0}{r\ln\frac{r_{catod}}{r_{anod}}} \qquad (4.9)$$

unde V_0 este diferența de potențial dintre cei doi electrozi, iar r distanța de la axul cilindrului. Electronii care se mișcă spre firul central vor "simți" un câmp electric din ce în ce mai intens. Când ajung la o distanță r la care intensitatea câmpului devine egală cu valoarea critică începe multiplicarea în gaz care se amplifică spre anod deoarece câmpul devine din ce în ce mai intens. Trebuie să menționăm că valoarea critică a câmpului se obține în condițiile unor electrozi plan-paraleli situați la aceeași distanță unul de celălalt pentru o diferență de potențial mult mai mare. (*ii*) Multiplicarea electronilor se face în aceeași regiune din jurul anodului, indiferent de locul unde acestia au apărut prin ionizare primară. Aceasta face ca factorul de multiplicare să fie același pentru toate perechile de ioni primari, ceea ce asigură proporționalitatea dintre sarcina totală și sarcina primară din contorul proporțional.

Gazul de umplere din contorul proporțional nu trebuie să fie electronegativ, datorită diferenței dintre multiplicarea produsă de electroni și cea produsă de ionii negativi ce s-ar deplasa spre anod. Cel mai utilizat gaz de lucru este argonul. Ciocnirea electronului cu un atom al gazului de lucru poate avea ca urmare ionizarea atomului sau excitarea acestuia. Dezexcitarea se face cu emisia unui foton care poate scoate un electron, prin efect fotoelectric, dintr-un alt atom situat undeva în volumul de gaz. Acest electron, fiind accelerat spre anod, poate declanșa o avalanșă proprie și în felul acesta proporționalitatea dintre ionizarea primară și sarcina totală apărută în urma ionizărilor secundare să nu mai fie menținută. Acest lucru este de nedorit în contorul proporțional. Pentru a preveni aceasta, gazul de umplere al contorului proporțional constă, în cele mai multe cazuri, dintr-un amestec din 90% argon și 10% metan. Gazul ajutător (numit și gaz de stingere) trebuie să aibă molecule complexe (gaz poliatomic), iar absorbția fotonului să nu conducă la ionizarea acestora. Contorii proporționali utilizați pentru detecția neutronilor termici utilizează drept gaz de umplere triflorura de bor (BF_3) sau ^3He iar cei utilizați în spectrometria neutronilor rapizi sunt umpluți cu hidrogen, metan, heliu sau alte gaze cu număr atomic mic.

Factorul de multiplicare M este definit ca valoarea medie a raportului dintre numărul total de electroni culeși de anod și numărul de electroni produși prin ionizarea primară. Sarcina totală generată de n_0 perechi electron-ion, apărute în ionizarea primară, este

$$Q = n_0\, e\, M \qquad (4.10)$$

Factorul de multiplicare poate fi găsit din ecuatia lui Townsend luând în cosiderare faptul că intensitatea câmpului electric crește pe măsura apropierii de anod iar α depinde de E. Astfel se obține:

$$\ln M = \int_{r_{anod}}^{r_{critic}} \alpha(r)\,dr \qquad (4.11)$$

r_{critic} este valoarea razei de la care intensitatea câmpului devine prea mică pentru a se produce noi ionizări secundare. Valoarea lui r_{critic} rezultă din condiția:

$$\int_{r_{critic}}^{r_{anod}-\lambda} e\,E(r)\,dr \geq w_{ioniz} \qquad (4.12)$$

unde λ este drumul liber mediu, iar $E(r)$ este dat de relația (4.9) .

În lipsa efectelor neliniare, sarcina Q generată într-un impuls din contorul proporțional poate fi considerată ca suma sarcinilor create în fiecare avalanșă individuală. Vor exista n_0 astfel de avalanșe, fiecare fiind comandată de un singur electron din cele n_0 perechi de ioni creați de radiația incidentă. Conform celor discutate mai sus, amplitudinea impulsului din detector este proporțională cu Q. Amplitudinea fluctuează de la un impuls la altul chiar dacă energia depozitată de particula incidentă este aceeași. Fluctuațiile se datorează

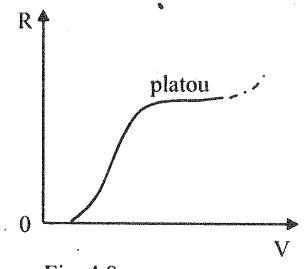


Fig. 4.8

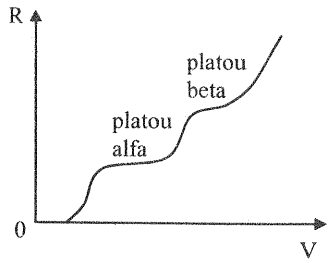


Fig. 4.9

atât lui n_0 cât și lui M. Deoarece acești doi factori sunt independenți, abaterea standard relativă asupra lui Q se poate scrie sub forma:

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2=\left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2+\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2$$

Caracteristica de numărare a contorului proporțional prezintă un platou (Fig. 4.8). Dacă sursa emite atât radiații alfa cât și beta caracteristica de numărare prezintă două platouri (Fig. 4.9). La diferențe de potențial mai mici sunt numărate numai particulele alfa iar la diferențe de potențial mai mari sunt

numărate atât particulele alfa cât și beta. Amplitudinea H a impulsurilor datorate radiațiilor beta este mult mai mică decât cea corespunzătoare radiațiilor alfa de aceeași energie deoarece parcursul radiațiilor beta depășește de obicei dimensiunile contorului și ca urmare numai o fracțiune din energia ei va fi depozitată în interiorul detectorului. Spectrul energetic (distribuția după amplitudine) al celor două tipuri de radiații are forma din Fig. 4.10.

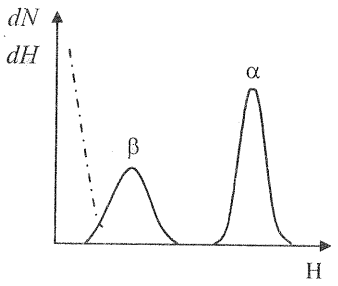


Fig. 4. 10

Din cele discutate mai sus rezultă că acești contori pot fi utilizați atât pentru spectrometria de radiații cât și pentru măsurători de activitate.

În contorul proporțional, avalanșele au o extindere spațială redusă (ele dezvoltându-se în lungul liniilor de câmp) și nu se suprapun avalanșele inițiate de diferiți electroni primari. Deci poziția avalanșei indică poziția ionizării

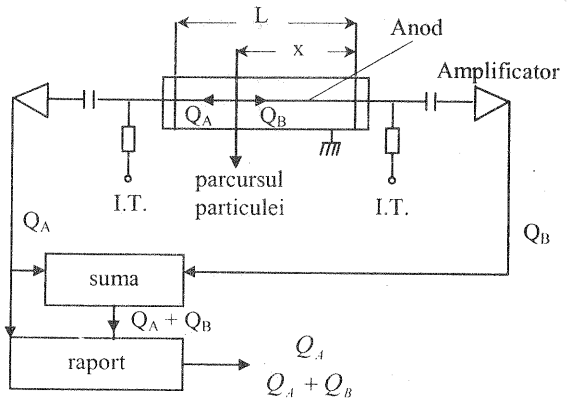
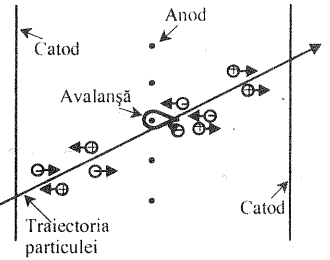


Fig. 4.11

primare. Dacă ionizarea primară se realizează în mai multe puncte în lungul tubului, la anod vor ajunge mai multe avalanșe ce pleacă din aceste puncte. Datorită acestui lucru se pot construi *contori proporționali sensibili la poziție*. Pentru a găsi poziția avalanșei se utilizează mai multe metode dintre care vom menționa pe cea bazată pe *observarea timpului de creștere a semnalului* în doi

preamplificatori plasați la cele două capete ale firului anodic (Fig. 4.11). Timpul de creștere a semnalului depinde de distanța la care s-a produs avalanșa. Pentru distanțe mari, timpul de creștere este mai lung decât pentru distanțe mici. Din diferența timpilor de creștere se poate deduce poziția avalanșei, deci poziția ionizării primare ce corespunde locului pe unde a trecut particula ionizantă prin detector.



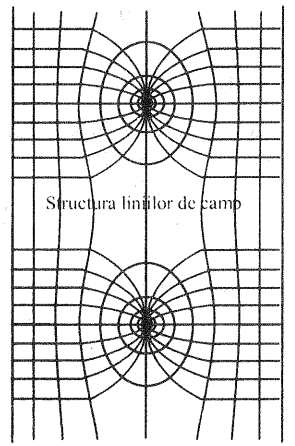


Fig. 4.12

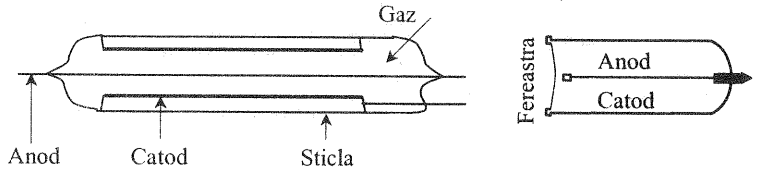
Tot pentru a detecta locul pe unde a trecut particula ionizantă prin detector, *G. Charpak* a construit *contorii proporționali cu multe fire*. În locul unui singur fir anodic se utilizează mai multe fire identice paralele și două plăci catodice de o parte și de alta a planului în care se află firele anodice (Fig. 4.12). Electronii rezultați din ionizarea primară se mișcă spre planul firelor anodice într-un câmp electric aproximativ uniform. Când se apropie de planul anodic sunt accelerați spre cel mai apropiat fir în câmpul ce-l înconjoară și formează avalanșe. Semnalul apare numai în acel loc, localizând trecerea particulelor în planul perpendicular pe fire. Pentru a face localizarea și în planul firelor se utilizează tehnica de la contorii sensibili la poziție, menționată mai sus. Se obține astfel o localizare bidimensională a trecerii particulei prin detector.

4.2 4. Contorul Geiger-Müller

Contorul Geiger-Muller (numit pe scurt contorul G-M) funcționează, ca și contorul proporțional, pe baza multiplicării sarcinilor electrice în gaz. Construcția contorului G-M (Fig.4.13) este asemănătoare cu a contorului proporțional dar funcționează la diferențe de potențial mult mai mari decât cele necesare pentru funcționarea contorului proporțional (Fig.4.7). Condiția necesară pentru producerea de ionizări secundare

$$\frac{eV_0}{\ln\frac{r_{catod}}{r_{anod}}}\int_{r_c}^{r}\frac{dr}{r}=w_i$$

este satisfăcută începând de la distanțe r_c de axul tubului mai mari decât în cazul



(a) (b)

Fig. 4.13 (a) Contor GM cilindric pentru radiații gama.
(b) Contor GM cu fereastră pentru particule încărcate.

contorului proporțional. Aceasta determină creșterea avalanșelor în așa măsură (multiplicarea sarcinilor într-o singură avalanșă este de ordinul 10^6-10^8) încât fiecare avalanșă poate crea în medie încă o avalanșă ducând la o multiplicare exponențială în gaz a avalanșelor. După cum am menționat mai sus, pe lângă

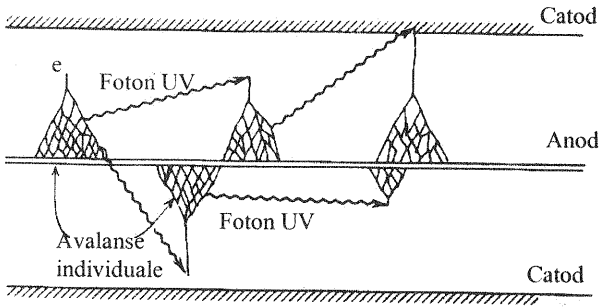


Fig. 4. 14

ionizări au loc și excitări, iar numărul excitărilor crește și el odată cu numărul ionizărilor. Moleculele sau atomii excitați revin la starea fundamentală într-un timp scurt, de ordinul nanosecundelor emițând fotoni cu lungimea de undă λ în vizibil sau ultraviolet. Acești fotoni pot scoate prin efect fotoelectric electroni undeva în volumul gazului din detector sau de pe catod. Datorită diferenței de potențial anod-catod mare, fiecare din acești electroni poate iniția o nouă

avalanșă din care pleacă alți fotoni (Fig. 4.14). În contorul G-M numărul moleculelor excitate, N, fiind mare, se realizează condiția $Np \geq 1$, unde p reprezintă probabilitatea producerii efectului fotoelectric de către fotonul emis prin dezexcitare. Depășirea condiției de criticitate duce la creșterea numărului de avalanșe în timp, poziția lor fiind independentă de locul unde a avut loc ionizarea primară. Ele acoperă întrega lungime a anodului. Apare în felul acesta în contor o descărcare Geiger care se dezvoltă în aproximativ o microsecundă. Amplitudinea impulsului va reprezenta suma sarcinilor create în descărcarea Geiger înainte de terminarea impulsului. Oprirea descărcării este comandată de sarcina spațială pozitivă formată din numărul mare de ioni care înconjoară firul anodic în întregime și care au apărut în urma multiplelor avalanșe dezvoltate în diferite pozitii axiale și radiale, întâmplătoare, din tub. Acești ioni pozitivi opresc descărcarea Geiger deoarece numărul lor mare modifică intensitatea câmpului electric în apropierea anodului la o valoare E' :

$$E' < E_c = \frac{V_0}{r_c \ln\frac{r_{cat}}{r_{anod}}}.$$

Modificarea câmpului durează un timp relativ lung având în vedere că $\mu_i << \mu_e$.

Pentru un V_0 dat, scăderea intensității câmpului sub valoarea critică E_c (adică valoarea de la care devine posibilă multiplicarea sarcinilor în gaz) se va face totdeauna pentru aceeași sarcină spațială totală indiferent de numărul de ionizări primare. Aceasta are drept consecință faptul că toate impulsurile vor avea aceeași amplitudine. Deci măsurarea amplitudinii impulsurilor nu oferă informații asupra energiei pierdute de particula ionizantă în contor. Amplitudinea impulsului crește cu V_0 aplicat deoarece pentru a ajunge sub E_c este necesară o sarcină spațială mai mare.

După oprirea descărcării Geiger, norul de sarcină spațială pozitivă execută o mișcare înceată de drift spre catod unde ionii sunt neutralizați prin combinarea cu electroni. În acest proces se eliberează o cantitate de energie

$$w_{elib.} = w_{ioniz.} - w_{extractie\ din\ catod}$$

Dacă $w_{elib.} > w_{extr}$, este posibil să fie scos un nou electron din catod care va executa o mișcare de drift spre anod unde va găsi condiții necesare inițierii de noi avalanșe. Acest fapt poate duce în final la o nouă descărcare Geiger și un nou impuls la ieșire. Acestui impuls nu-i corespunde trecerea unei particule prin contor, deci este fals, și trebuie împiedicat să se formeze. Pentru aceasta se utilizează diferite metode. Una din metode, numită stingere externă, constă în micșorarea diferentei de potențial aplicată pe tub pentru un anumit interval de

timp, după fiecare impuls, la valori pentru care $E < E_c$ și deci să nu se mai poate iniția o nouă descărcare de către electronii eliberați din catod. Micșorarea diferenței de potențial se poate face prin utilizarea unei rezistențe externe mari ($R \approx 10^8 \Omega$). Această metodă prezintă dezavantajul că necesită timp lung, de mai multe milisecunde, pentru ca intensitatea câmpului electric din jurul anodului să recapete valorile necesare înregistrării unei noi particule. Deci se poate utiliza numai pentru viteze de numărare mici. O altă metodă, numită stingere internă, constă în adăugarea unui gaz de stingere în proporție de 5-10% la gazul de lucru. Principala proprietate pe care trebuie să o aibă acest gaz este să aibă energia de ionizare mai mică și structura moleculelor mai complexă decât gazul de lucru. Stingerea descărcării se produce astfel: din multiplele ciocniri pe care le suferă ionii gazului de lucru în drumul lor spre catod, o parte se realizează cu moleculele gazului ajutător și cum $(w_i)_{\text{gaz ajut}} < (w_i)_{\text{gaz lucru}}$ se produce un transfer de sarcină în urma căruia apare un atom (sau moleculă) neutru al gazului de lucru și un ion al gazului ajutător care va executa o mișcare de drift mai departe spre catod. Atunci când concentrația gazului ajutător este suficient de mare, la catod vor ajunge numai ioni ai gazului ajutător. Energia eliberată de aceștia la neutralizarea pe catod este folosită în mod preponderent pentru disocierea moleculei complexe și nu pentru eliberarea de noi electroni de pe suprafața catodului. Gazul cel mai des utilizat este alcoolul etilic. Dar în urma acestor procese gazul ajutător este consumat prin disocierea moleculelor și viața contorului este limitată la aproximativ 10^9 impulsuri. Pentru a preveni moartea contorului se utilizează drept gaz de stingere un halogen (cloruri, bromuri) ce prezintă avantajul că moleculele acestor gaze se refac prin recombinare spontană. În felul acesta, viața unui contor este teoretic infinită. În practică, viața unui contor GM este totuși limitată de o serie de modificări ce apar în urma multiplelor descărcări în gaz. Poate să apară o contaminare cu produși rezultați din reacții chimice favorizate de descărcare precum și modificări ale suprafeței anodului ca urmare a depunerii de produși de reacție polimerizați.

Forma impulsului și timpii caracteristici

La început impulsul crește rapid, ca urmare a colectării electronilor și a deplasării ionilor în câmpul intens din jurul anodului, după care urmează o creștere mai lentă, dată de deplasarea ionilor în câmpul din ce în ce mai slab din drumul lor spre catod. Datorită faptului că la formarea unui impuls participă multe avalanșe dezvoltate în diferite locuri din contor, timpul de creștere a impulsului este mai lung decât la contorul proporțional. În condițiile în care constanta de timp a circuitului de colectare ar fi infinită, atingerea maximului impulsului s-ar face după timpul de colectare a tuturor ionilor. Pentru a mări

viteza de numărare se aleg constante de timp $\tau << 100$ μs, care elimină porțiunea de creștere lentă a impulsului și lasă numai regiunea rapidă ca în Fig.4.15. În felul acesta, se pierde o parte din amplitudinea impulsului, dar sarcina formată în contorul GM este suficient de mare pentru a ne permite acest lucru. Sarcina spațială pozitivă din jurul anodului împiedică declanșarea unei noi avalanșe de către o nouă particulă ionizantă ce trece prin contor. Abia după ce ionii pozitivi se deplasează de la anod și se dispersează în câmpul tot mai slab, este posibil ca în jurul anodului câmpul electric să atingă o valoare care să facă posibilă o nouă descărcare Geiger. Dacă restabilirea câmpului nu s-a făcut

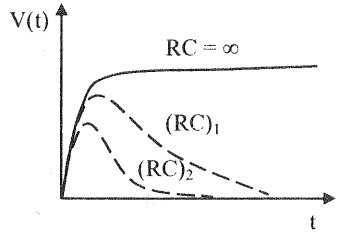


Fig. 4.15

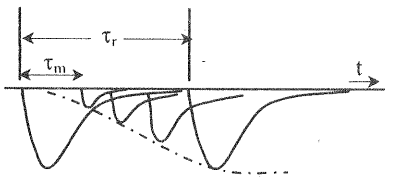


Fig. 4. 16

complet, descărcarea va fi mai puțin intensă (avalanșe mai mici și mai puține), deoarece sunt suficienți mai puțini ioni pentru a reduce câmpul (mai mic de această dată) sub valoarea critică. Astfel, primul impuls care apare va avea amplitudinea mai mică și el va putea, sau nu, să fie înregistrat, în funcție de sensibilitatea sistemului de numărare. Amplitudinea impulsului crește cu cât intervalul de timp după care a intrat a doua particulă în contor este mai lung. Abia după ce toți ionii au ajuns la catod, câmpul electric din contor se restabilește complet și o nouă particulă pătrunsă în contor va da un impuls de aceeași amplitudine ca și cea dată de prima particulă. Intervalul de timp cât este impiedicată declanșarea unei avalanșe de către o nouă particulă ce intră în contor reprezintă *timpul mort*, τ_m, al contorului GM (Fig. 4. 16). Deci el este intervalul de timp dintre un impuls inițial și momentul când în contor se poate dezvolta o a doua descărcare Geiger, indiferent de dimensiunea ei. În majoritatea contorilor acesta este de ordinul 50-100 μs. Majoritatea sistemelor de numărare necesită impulsuri de o anumită amplitudine. Timpul necesar formării și creșterii celei de-a doua descărcări până la o amplitudine care să depășească amplitudinea de prag se numește *timp de rezoluție*. În practică acești doi termeni sunt adesea interschimbabili și se utilizează timpul mort pentru a descrie comportarea combinată a contorului și sistemului de numărare. Se definește *timpul de revenire*, τ_r, ca intervalul de timp necesar pentru revenirea contorului la starea

inițială astfel încât să fie capabil să producă un al doilea impuls cu amplitudinea maximă.

Caracteristicile de funcționare ale contorului GM

Funcționarea contorului GM cere ca toate impulsurile să fie numărate, deci punctul de funcționare se alege pe platou (Fig.4.17). Variația vitezei de numărare cu tensiunea aplicată pe tub se explică prin aceea că pentru tensiuni mici amplitudinea impulsurilor este prea mică pentru ca acestea să poată fi numărate. Amplitudinea crește cu tensiunea aplicată iar la tensiune suficient de mare toate amplitudinile depășesc valorile de prag și, ca urmare, toate impulsurile sunt numărate. Dacă diferența de potențial aplicată pe tub este suficient de mare, platoul se termină brusc și apare o descărcare continuă ce duce la distrugerea tubului. Platoul ar trebui să aibă în mod teoretic panta zero dar practic el are o pantă ușor pozitivă. Aceasta se explică prin neuniformitatea câmpului la capetele firului ce va afecta impulsurile declanșate de particulele ce trec prin acea regiune a contorului. La valoarea pantei mai contribuie și

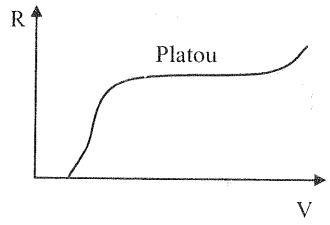


Fig. 4.17

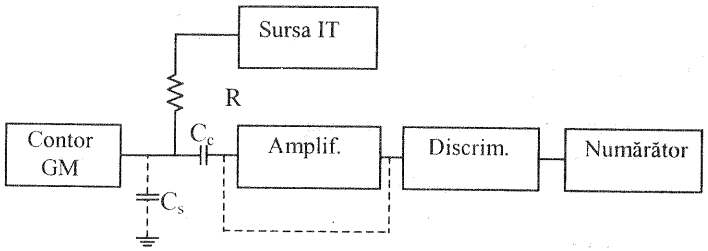


Fig 4.18

fluctuațiile statistice ce afectează dezvoltarea descărcărilor. Aceste efecte nu intervin dacă se alege viteza de numărare mai mică decât câteva procente din inversul timpului de restabilire. Aceasta înseamnă o viteză de numărare de câteva sute de impulsuri pe secundă.

Particularități de construcție

După cum am menționat mai sus, construcția contorului GM este asemănătoare cu cea a contorului proporțional dar neinteresându-ne

proporționalitatea dintre energia particulei ce a trecut prin contor și amplitudinea impulsului, uniformitatea firului anodic nu este atât de importantă. Anodul este un fir întins pe axul cilindrului ce alcătuiește catodul. Fereastra este din mică sau alt material capabil de a suporta tensiuni mecanice mari când este foarte subțire. Conectarea contorului GM în sistemul de alimentare și numărare este indicată în Fig.4.18. R este rezistența de sarcină pe care se dezvoltă semnalul; C_s este capacitatea contorului și a firelor de conexiune. R și C_s determină constanta de timp a detectorului ce se alege de obicei de câteva μs. C_c este capacitatea de cuplaj care blochează tensiunea de alimentare continuă dar transmite impulsul spre circuitele de numărare. Pentru a nu atenua amplitudinea impulsului capacitatea C_c se ia suficient de mare astfel încât RC_c să fie mare în comparație cu durata impulsului.

Eficacitatea de numărare

Pentru particule încărcate eficacitatea este de 100%. Ferestre cât mai subțiri posibil permit pătrunderea particulelor α și β în contori. Cele mai subțiri ferestre disponibile au masa superficială de 1,5 mg/cm^2. Trebuie să se ia în considerare faptul că dacă grosimea ferestrei reprezintă o fracțiune importantă din parcursul electronilor o parte din radiațiile beta vor fi retroîmprăștiate de fereastră.

La detecția radiațiilor gama se are în vedere interacțiunea radiațiilor gama cu peretele solid al contorului GM și generarea unei descărcări Geiger de către electronii rezultați din această interacțiune. Ca urmare, eficacitatea de numărare a radiațiilor gama va depinde atât de probabilitatea interacțiunii acestor radiații cu peretele contorului (deci materialul catodului) de unde rezultă electroni secundari, cât și de proabilitatea electronilor secundari de a ajunge în gazul de umplere înainte ca parcursul lor să se termine în peretele contorului. Primul proces depinde de Z și, ca urmare, se construiesc catozi cu Z mare (de exemplu bismut ce are $Z = 83$).

Ca și în cazul contorului proporțional, pentru detecția neutronilor lenți este necesar ca în contor să se introducă BF_3 iar pentru detectarea neutronilor rapizi se introduc gaze cu Z mic. Pentru detecția neutronilor este indicat să se lucreze în domeniul de proporționalitate.

Deși este unul din cei mai vechi detectori de radiații, simplitatea, costul mic și ușurința cu care poate fi manevrat fac din contorul GM un detector foarte utilizat și în prezent. El poate fi utilizat pentru monitorizarea radiațiilor gama sub forma unui dozimetru portabil. Scara care indică viteza de numărare poate fi calibrată direct în unități de doză de radiații.

4.3 Contorul cu scintilație

Utilizarea scintilațiilor pentru detecția radiațiilor ionizante datează de la experimentul lui *Rutherford* în care studia împrăștierea particulelor alfa. O etapă importantă în dezvoltarea acestei metode de detecție a radiațiilor a constituit-o utilizarea multiplicării fotoelectronice pentru numărarea scintilațiilor. Un contor cu scintilație se compune din *scintilator* și *fotomultiplicator*. Schema bloc a unei

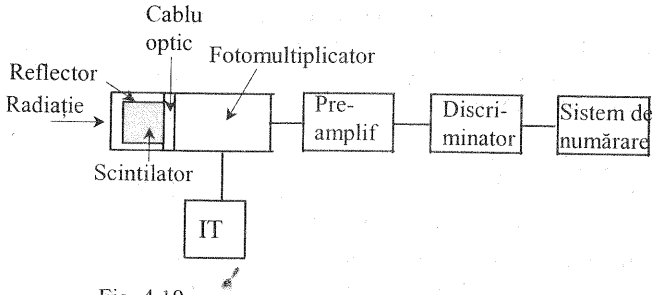


Fig. 4.19

instalații de numărare cu contor cu scintilație este indicată în Fig. 4.19. În spectrometria de radiații și în alte experimente, numărătorul electronic este înlocuit cu un analizor de amplitudine a impulsurilor. Procesul de înregistrare a radiațiilor cu instalația din Fig. 4.19 se poate împărți în mai multe etape:

1. Absorbția radiației nucleare în scintilator ca urmare a proceselor de excitare și ionizare pe care le produce aceasta prin interacțiune cu materialul scintilatorului.

2. Transformarea energiei pierdută de radiație în scintilator în lumină emisă ca urmare a unui fenomen de fluorescență (emisia luminii într-un timp scurt de ordinul a 10^{-8}s după trecerea particulei ionizante).

3. Iradierea fotocatodul fotomultiplicatorului cu fotonii emiși.

4. Emisia de fotoelectroni de către catod și focalizarea lor pe prima dinodă.

5. Amplificarea numărului de electroni în sistemul de dinode din fotomultiplicator.

6. Analiza impulsului de curent la ieșirea fotomultiplicatorului cu ajutorul aparaturii electronice adecvate.

Dacă n_1 este numărul de fotoelectroni ce ajung pe prima dinodă, sarcina totală ce apare le ieșirea detectorului se poate scrie ca:

$$Q = M\, e\, n_1$$

unde M este coeficientul de multiplicare a sarcinilor în fotomultiplicator. Valoarea lui n_1 este determinată de primele patru etape enumerate mai sus. Coeficientul de multiplicare M este determinat de numărul de dinode, N, și de coeficientul de emisie electronică secundară δ:

$$M = \delta^N$$

4.3.1 Scintilatorul

Având în vedere cele discutate mai sus, rezultă că materialul din care este construit un scintilator ideal trebuie să aibă următoarele proprietăți:

- Să aibă un coeficient de conversie a energiei cinetice a particulei încărcate în scintilații cât mai mare.
- Conversia să fie liniară (lumina obținută să fie proporțională cu energia depozitată) pentru un domeniu cât mai larg de energie.
- Să fie transparent pentru lumina emisă pentru a se realiza o cât mai bună colectare a acesteia.
- Timpul de emisie (de scădere a intesității luminii emise) să fie scurt pentru a putea fi generate impulsuri rapide. Pentru aceasta se utilizează fluorescența și se caută să se minimalizeze contribuția fosforescenței.
- Să aibă calități optice bune și să poată fi confecționat în orice formă și de orice dimensiune pentru a prezenta interes din punct de vedere practic.
- Să aibă indicele de refracție apropiat de al sticlei (≈ 1,5) pentru a permite trecerea luminii din scintilator la un tub fotomultiplicator.

Cum nici un material nu îndeplinește în mod ideal toate aceste condiții, alegerea unui scintilator presupune un compromis, în funcție de scopul utilizării detectorului.

Cei mai utilizați scintilatori sunt *cristalele anorganice alcaline*, dintre care NaI(Tl) este cel mai bun, *scintilatori organici* și *gaze nobile*. Să analizăm în continuare câteva dintre principalele caracteristici ale acestor tipuri de scintilatori

Scintilatori organici

Scintilatorii organici pot fi clasificați în funcție de starea lor de agregare în (i) cristale, (ii) soluții lichide și (iii) soluții solide (plastici). Proprietățile de fluorescență ale acestora sunt aceleași, independent de starea de agregare. Aceasta se datorează faptului că sistemul de niveluri energetice ale moleculelor este aproximativ același în cele trei stări de agregare, deoarece există numai o slabă interacțiune între molecule. Se știe că energia unei molecule este determinată de configurația electronică și de stările de vibrație și de rotație. Distanțele dintre nivelurile energetice corespunzătoare diferitelor configurații

electronice sunt mult mai mari (cel puțin cu un ordin de mărime) decât distanțele dintre nivelurile de vibrație aparținând aceleiași configurații electronice, iar distanțele dintre nivelurile de rotație sunt mult mai mici decât cele dintre nivelurile de vibrație. În Fig. 4.20 este reprezentată, în mod foarte schematic, diagrama nivelurilor energetice ale unei molecule corespunzătoare diferitelor configurații electronice și nivelurile de vibrație (notate cu doi indici) din cadrul acestora. Tranzițiile dintre nivelurile energetice corespunzătoare acestor tipuri de stări corespund la energii de 4 eV, 0,2 eV și respectiv 0,01 eV.

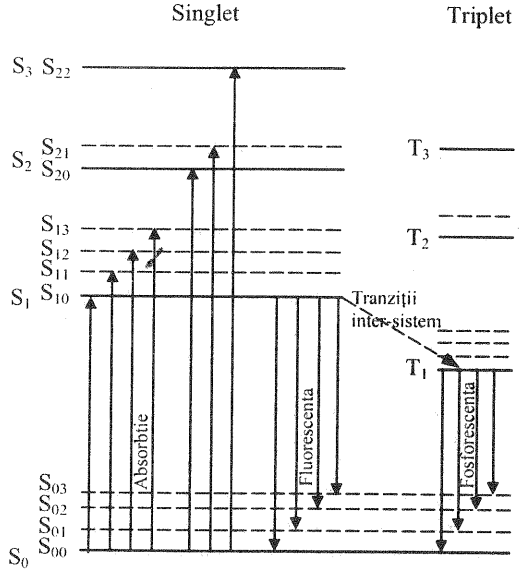


Fig. 4.20

Necesitatea transparenței scintilatorului pentru lumina emisă în scintilator precum și dependența sensibilității fotocatodei de lungimea de undă a fotonilor incidenți cer ca energia fotonilor emiși să fie între 2 și 5 eV. Ca urmare, pentru producerea scintilațiilor se vor folosi tranzițiile între diferite configurații electronice ale moleculei și anume între stările de singlet S_1 și S_0 deoarece între nivelurile superioare diferența de energie este mai mică. Datorită faptului că distanța dintre stările de vibrație este mult mai mare decât energia termică a moleculelor la temperatura cameri (0,025 eV), aproape toate moleculele se găsesc în starea de vibrație cea mai joasă. Absorbind energie de la particula ionizantă, moleculele trec pe niveluri energetice superioare. În Fig. 4.20 aceste

tranziții sunt indicate prin săgețile îndreptate în sus. Ceea ce ne interesează este emisia de lumină prin tranziția moleculelor între diferite stări electronice. Nivelurile de vibrație superioare corespunzătoare lui S_1 se dezexcită rapid (într-un timp de ordinul a 10^{-11}s) populând nivelul S_{10}. Emisia fotonilor de luminiscență apare la tranziția dintre S_{10} și stările de vibrație ale stării electronice fundamentale, S_0 . Aceste tranzitii, ce reprezintă scintilațiile, sunt indicate pe Fig. 4.20 prin săgețile îndreptate în jos. Timpul de viață al stării excitate este de ordinul nanosecundelor. Molecula poate transfera energia de excitare unei stări de triplet (T_1) al cărei timp de viață este de ordinul a 10^{-3}s. Radiația emisă la tranziția între T_1 și S_0 corespunde fosforescenței.

Eficacitatea de scintilație a oricărui scintilator reprezintă fracțiunea din energia particulelor incidente convertită în lumină vizibilă. Răspunsul scintilatorilor organici la particule încărcate poate fi cel mai bine exprimat prin relația dintre energia emisă sub formă de fotoni de fluorescență pe unitatea de parcurs, dL/dx, și pierderea specifică de energie a particulei încărcate, dE/dx

$$\frac{dL}{dx} = S\frac{dE}{dx}$$

unde S reprezintă *eficacitatea de scintilație normată*. Această relație este valabilă când intensitatea luminii totale emise în scintilator depinde liniar de energia inițială a particulei. Pentru a lua în considerare faptul că această liniaritate este valabilă numai pentru anumite intervale de energie, la această formulă s-au adus o serie de corecții. Este de dorit ca eficacitatea de scintilație să fie cât mai mare, deci contribuția acelor moduri de dezexcitare care nu se face prin emisie de lumină ci transformare în căldură a energiei de excitare să fie cât mai mică. Eficacitatea de scintilație a scintilatorilor organici este de până la 10%.

Dependența de timp a impulsului luminos este determinată atât de constanta de timp τ_1 ce caracterizează procesele de populare a nivelurilor energetice din care se produce o fluorescență promptă, cât și de constanta de timp τ ce caracterizează dezexcitarea lor. Prima constantă de timp este de ordinul nanosecundelor iar cea de a doua este de trei sau patru ori mai mare pentru scintilatorii rapizi. Ca urmare, forma impulsului luminos va depinde de timp după o lege de forma:

$$I = I_0\left(e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_1}\right)$$

Scintilatorii organici sunt de următoarele tipuri:

1. *Cristalele organice pure.* Numai antracenul și stilbenul au proprietăți ce îi fac utilizabili dar nu pot fi obținuți în dimensiuni mari iar eficacitatea scintilațiilor (≈ 20-30%) depinde foarte mult de orientarea traiectoriei particulelor ionizante în raport cu axul cristalului.

2. *Soluții organice lichide*. Se obțin prin disolvarea unui cristal într-un solvent corespunzător. Se livrează în containere închise, din sticlă și se manvrează ca cei solizi.

3. *Scintilatori plastici*. Aceștia reprezintă soluții solide obținute în urma polimerizării soluției formate prin dizolvarea unui scintilator organic într-un solvent.

Scintilatorii sub formă de soluții organice lichide și scintilatorii plastici pot avea dimensiuni mari: mai multe sute de litri, respectiv 1m diametru și 10 cm grosime.

4. Scintilatori sub formă de *pelicule subțiri* cu grosimea masică de 20 $\mu g/cm^2$ ce pot fi utilizați doar la numărarea particulelor ionizante.

5. Scintilatori organici cu adaus de materiale *cu Z mare*. Scintilatorii organici conținând elemente cu număr atomic Z mic (hidrogen carbon și oxigen) sunt utilizați în principal pentru detectarea și măsurarea energiei *particulelor încărcate*, iar datorită conținutului de hidrogen sunt utilizați în detecția *neutronilor* prin intermediul protonilor de recul. Pentru a-i putea utiliza la detecția radiațiilor gama se adaugă elemente cu Z mare mărind astfel probabilitatea efectului fotoelectric.

Scintilatori anorganici

Scintilatorii anorganici pot fi sub forma unor cristale anorganice cu activatori sau sub forma unor gaze ca xenon și heliu. Cei mai utilizați scintilatori anorganici sunt: NaI(Tl); CsI(Tl); ZnS(Ag).

Mecanismul de apariție a scintilațiilor în cristalele organice cu activatori depinde de stările energetice determinate de rețeaua cristalină. Într-un cristal pur, excitarea constă în trecerea unui electron din banda de valență în banda de conducție ca urmare a absorbției energiei corespunzătoare de la particula ionizantă. Dezexcitarea, deci întoarcerea din banda de conductibilitate în banda de valență, se face cu emisia unui foton a cărui energie este egală cu lărgimea benzii interzise. Un astfel de foton s-ar afla în domeniul ultraviolet și ar fi absorbit cu ușurință de cristal. Ca urmare, un astfel de proces de excitare-dezexcitare ar fi ineficient pentru producerea scintilațiilor și detectarea particulelor. Pentru a mări probabilitatea de emisie de fotoni în domeniul vizibil se adaugă o mică cantitate de activatori, ale căror niveluri energetice sunt situate în banda interzisă iar dezexcitarea se face prin intermediul acestor niveluri (Fig.4.21). Lumina emisă se află în domeniul vizibil și constituie scintilațiile.

Trecerea unei particule încărcate prin cristal are ca efect formarea unui număr mare de perechi electron-gol. De exemplu, în cristalul de NaI sunt necesari 20 eV pentru crearea unei perechi electron-gol. Deci o particulă încărcată care pierde în interiorul cristalului energia W_p = 1 MeV va crea

$$n_0 = \frac{W_p}{W} = \frac{10^6}{20} = 5 \cdot 10^4$$

perechi electron-gol. Golurile execută o mișcare rapidă de drift iar când întâlnesc un atom al materialului activator îl ionizează deoarece energia de ionizare a acestuia este mai mică decât a unui atom tipic al rețelei cristaline. În același timp, electronul liber migrează prin rețea până întâlnește un ion al activatorului cu care formează un atom neutru de activator ce poate rezulta în diferite stări de excitare proprii activatorului. Dezexcitarea se face rapid cu emisia unui foton. Deoarece migrarea electronilor se face foarte rapid, toate stările excitate se ocupă practic deodată. Alegând un activator potrivit se obțin fotoni în domeniul vizibil într-un timp scurt deoarece timpul de înjumătățire a stărilor excitate este de ordinul 10^{-7} s. Acest timp de înjumătățire determină caracteristicele temporale ale luminii de scintilație emise.

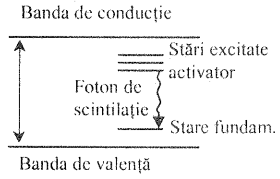


Fig.4.21 Structura nivelurilor energetice într-un cristal anorganic cu activatori

Eficacitatea de scintilație, determinată experimental, este de aproximativ 12%, adică numai 12% din energia depozitată de particula ionizantă în detector este transformată în energie luminoasă. Deci energia radiației luminoase care apare în urma pierderii a 1 MeV din energia particulei ionizante va fi

$$W_l = 10^6 \times 0{,}12 = 1{,}2 \cdot 10^5 eV$$

ce ar corespunde la $4 \cdot 10^4$ fotoni cu energia de 3 eV. Aceasta înseamnă aproximativ un foton pentru fiecare pereche electron-gol generată în cristal. Lumina emisă are lungimea de undă mult mai mare decât lumina ce ar fi emisă de cristalul pur și ca urmare nu este absorbită de acesta. Deci cristalul scintilator este transparent pentru scintilațiile emise.

Pentru ca lumina din scintilator să fie utilizată în proporție cât mai mare este necesar ca lungimea ei de undă să corespundă sensibilității maxime a fotomultiplicatorului care folosește această lumină. Cel mai utilizat scintilator anorganic este cristalul de iodură de sodiu activat cu taliu. El are următoarele proprietăți: are o excelentă producție de lumină (38.000 fotoni/MeV); răspunde liniar la electroni (deci și fotoni gama) pe un domeniu larg de energie; poate fi prelucrat într-o mare varietate de dimensiuni și forme; este fragil la șocuri mecanice și termice; are o constantă de timp caracteristică scăderii intensității luminoase, de 0,25 μs, deci mare, din care cauză nu permite înregistrarea vitezelor de numărare mari; producția de fotoni scade cu temperatura.

4.3.2 Fotomultiplicatorul

Lumina provenită din scintilator este transformată de fotomultiplicator într-un semnal electric. Trebuie subliniat faptul că un semnal luminos slab, de câteva sute de fotoni, este transformat într-un impuls electric utilizabil fără să-i adauge un zgomot aleatoriu mare. Un fotomultiplicator conține o fotocatodă și un sistem de electrozi de multiplicare a electronilor. Fotocatoda are rolul de a transforma cât mai mulți fotoni luminoși incidenți în electroni de energie mică. Impulsul de electroni trebuie să aibă aceeași durată cu impulsul luminos ce cade pe fotocatod.

Când se urmărește spectrometria radiațiilor, trebuie avută în vedere sensibilitatea fotocatodei, adică curentul produs pentru unitatea de flux luminos incident pe suprafața ei. O mărime mai importantă în numărarea scintilațiilor este eficacitatea cuantică definită ca

$$QE = \frac{\text{nr. fotoelectroni emisi}}{\text{nr. fotoni incidenti}}.$$

Valoarea acesteia este de 20-30% și depinde de lungimea de undă a luminii incidente. Numărul mic de fotoelectroni rezultați trebuie multiplicat la 10^7-10^{10} electroni. Sistemul de multiplicare trebuie să aibă o geometrie care să permită colectarea eficientă a fotoelectronilor. Sistemul de multiplicare se bazează pe emisia electronică secundară. Electronii emiși de fotocatod sunt accelerați și dirijați să ciocnească suprafața unui electrod numit dinodă. Cum energia cinetică a electronilor ce pleacă de pe fotocatod este mică, de ordinul a 1eV, sau mai puțin, energia cu care electronii ajung pe prima dinodă este determinată aproape în întregime de mărimea tensiunii de accelerare aplicată. Coeficientul de emisie secundară δ al unei dinode, definit ca numărul de electroni secundari emiși pentru fiecare electron ce cade pe dinodă, depinde de energia electronilor incidenți și natura materialului din care este confecționată dinoda. Electronii ce părăsesc prima dinodă au energii mici, de ordinul a câtorva eV și, ca urmare, sunt ușor ghidați de câmpul electrostatic dintre prima și a doua dinodă. Același lucru se întâmplă între fiecare dinodă și următoarea. Dacă fotomultiplicatorul are N dinode, câștigul total (ce reprezintă factorul de multiplicare M al fotomultiplicatorului) va fi $\alpha\delta^N$ unde α este fracțiunea de fotoelectroni ce ajung

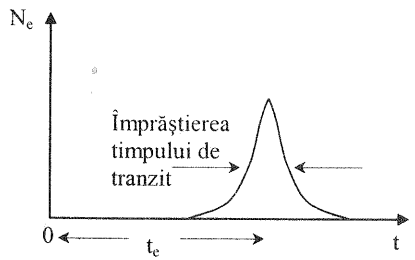


Fig. 4.22

la prima dinodă. Pentru un tub fotomultiplicator bine construit, α are o valoare apropiată de unitate. Valorile lui δ sunt cuprinse între 5 și 50. Dacă δ este constant, toate impulsurile provenite de la fotoelectroni cu aceeași energie vor avea aceeași amplitudine la ieșirea fotomultiplicatorului. Dar în realitate emisia electronică secundară este un proces statistic și, ca urmare, valoarea lui δ va fluctua de la eveniment la eveniment iar abaterea standard τ se evaluează ca fiind egală cu $\sqrt{\delta}$, în ipoteza unei distribuții Poisson a producerii de electroni secundari la fiecare dinodă.

Pentru a ajunge de la fotocatod la anod (ultima dinodă), electronii au nevoie de un anumit interval de timp de tranzit.

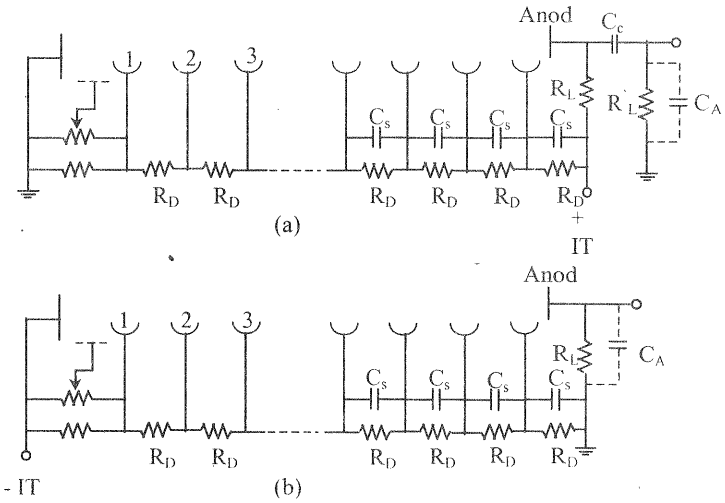


Fig. 4.23

Împrăștierea timpului de tranzit determină lărgimea temporală a impulsului de electroni ce ajung la anod (Fig.4.22). Această împrăștiere scade cu creșterea numărului de fotoelectroni per puls. Pentru funcționarea fotomultiplicatorului este necesară o sursă de tensiune externă care trebuie să fie astfel conectată pentru ca fotocatodul și fiecare dinodă să fie corect polarizate. Prima dinodă trebuie să fie pozitivă în raport cu catodul iar fiecare dinodă ce urmează trebuie să fie pozitivă în raport cu dinoda precedentă. Pentru o

colectare eficientă a electronilor, diferența de potențial dintre fotocatodă și prima dinodă trebuie să fie mult mai mare decât diferența de potențial dinodă-dinodă. Pentru alimentare se utilizează o singură sursă de înaltă tensiune și un divizor de tensiune format din mai multe rezistențe. Montarea se poate face în două variante:

a) înalta tensiune - să fie pozitivă iar fotocatoda să fie legată la pământ.(Fig.4.23.a)

b) înalta tensiune - să fie negativă, deci fotocatoda izolată de pământ, iar înalta tensiune pozitivă se aplică la capătul dinspre anod al rezistențelor (Fig.4.23.b). Capacitatea C_A este determinată de anod și firele de conexiune. C_S = capacitatea de stabilizare, ce are rolul de a menține diferențele de potențial pe ultimele dinode (unde curentul este mare) la o valoare constantă.

4. 4. Spectrometria radiațiilor gama cu ajutorul contorilor cu scintilație

Pentru ca un detector să poată funcționa ca spectrometru gama, el trebuie să îndeplinească două funcții distincte:

1. să convertească, cu o probabilitate rezonabilă, energia radiațiilor gama în electroni rapizi;

2. să funcționeze ca un detector obișnuit pentru acești electroni.

Prima funcție se realizează de către scintilator, în care se produce interacțiunea radiațiilor gama cu substanța scintilatorului.

4.4.1 Interacțiunea radiațiilor gama cu substanța scintilatorului

Interacțiunile radiațiilor gama cu substanța scintilatorului, în urma cărora rezultă electroni rapizi sunt:

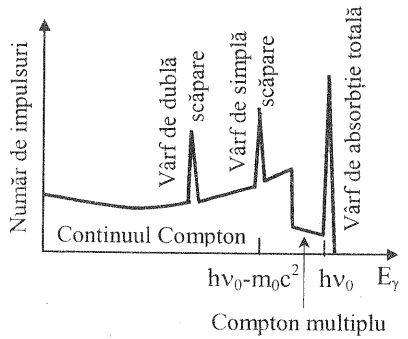


Fig. 4.24

A. *Efectul fotoelectric*

Fotonul gama, cu energia $E_\gamma = h\nu_0$, scoate un electron de pe un nivel atomic, electron care va avea energia

$$E_e = E_\gamma - E_{leg} = h\nu_0 - E_{leg},$$

unde E_{leg} este energia de legătură a respectivului electron în starea dată din atom. Locul lăsat liber prin plecarea electronului este ocupat de un electron de pe nivelurile superioare și se emite radiația X caracteristică atomului respectiv. Fotonii X pot la rândul lor produce efect fotoelectric scoțând electroni mai slab legați ș.a.m.d. Dacă nici unul din acest lanț de fotoni nu părăsește scintilatorul suma energiilor electronilor creați trebuie să fie egală cu energia inițială a fotonului gama și trebuie să fie aceeași dacă fasciculul de radiații gama este monoenergetic. În felul acesta distribuția energetică a electronilor va prezenta un singur vârf ascuțit de forma unei funcții δ, numit vârf de absorbție totală (Fig. 4.24).

B. *Împrăștierea Compton*

În urma împrăștierii Compton apare un foton gama, împrăștiat sub un anumit unghi și un electron de recul. Împărțirea energiei $h\nu_0$ a fotonului inițial între cei doi depinde de unghiul de împrăștiere θ conform relației [62]:

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_0c^2(1-\cos\theta)}}$$

$$E_e = h\nu_0 - h\nu = h\nu_0 \left[\frac{\frac{h\nu_0}{m_0c^2}(1-\cos\theta)}{1 + \frac{h\nu_0}{m_0c^2}(1-\cos\theta)} \right]$$

Se pot astfel distinge două cazuri extreme:

1) $\theta = 0 \qquad h\nu = h\nu_0 \qquad E_{\bar{e}} \cong 0$

2) $\theta = \pi \qquad h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + 2h\nu_0/m_0c^2} \qquad E_{\bar{e}}^{max} = h\nu_0 - hO_0 \frac{2h\nu_0/m_0c^2}{1 + 2h\nu_0/m_0c^2}$

În mod normal într-un detector se realizează toate valorile lui θ și, ca urmare, energia transmisă electronului va avea un spectru continuu între valoarea zero și valoarea maximă realizată pentru θ = π. Luând în considerare secțiunea eficace diferențială σ(θ), forma distribuției continue va fi cea din Fig. 4.24, numită continuul Compton. Diferența dintre limita maximă a distribuției Compton și $h\nu_0$ este

$$E_c \equiv h\nu_0 - E_{\bar{e}}^{max} = \frac{h\nu_0}{1 + 2h\nu_0/m_0c^2}$$

Pentru $h\nu_0$ foarte mare, această diferență tinde la $m_0c^2/2 = 0{,}256$ MeV.

Dacă se ia în considerare faptul că electronii pe care se produce efectul Compton nu sunt liberi și au energii de legătură diferite, se obține o scădere mai

lentă a numărului de impulsuri (pantă finită) la limita Compton și o rotunjire a vârfului corespunzător acestei limite.

C. *Generarea de perechi*

Procesul de generare de perechi se realizează când energia fotonilor gama este mai mare decât pragul de generare: energiile cinetice ale electronului și pozitronului rezultați vor fi:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu_0 - 2m_0c^2$$

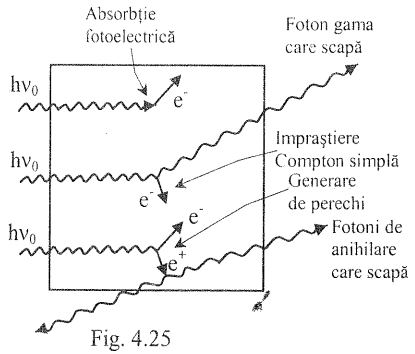


Fig. 4.25

și vor fi complet pierdute în câțiva milimetri de absorbant. Graficul energiei totale a perechii prezintă un vârf ascuțit (sub forma unei funcții δ) la o distanță de $2m_0c^2$ de energia fotonului gama incident.

În fig 4.25 sunt ilustrate cele trei tipuri de interacțiuni ce pot să aibă loc în scintilatorul unui contor cu scintilație. În acest exemplu, fotonul împrăștiat Compton și fotonii rezultați din anihilarea electron-pozitron părăsesc scintilatorul.

4.4.2 Funcțiile răspuns

Prin funcții răspuns înțelegem distribuția energetică a numărului de impulsuri rezultate în urma tuturor interacțiunilor posibile ale radiațiilor gama în detector. Forma funcției răspuns depinde de energia radiațiilor gama, de dimensiunile scintilatorului și de obiectele care înconjoară sursa și detectorul. Vom analiza pe rând diferite situații.

A. Detectori cu scintilator de dimensiune mică

Dimensiunea unui scintilator este mare sau mică în funcție de drumul liber mediu al radiațiilor gama secundare produse prin interacțiunea radiațiilor gama primare. Cum de obicei acest parcurs liber mediu este de câțiva centimetri, scintilatorii mici vor fi cei ce nu depășesc 1-2 cm. În oricare din scintilatori energia particulelor încărcate trebuie să fie absorită în întregime în volumul scintilatorului.

În urma proceselor de interacțiune ale radiațiilor gama cu substanța scintilatorului, discutate mai sus, funcția răspuns are forma din Fig. 4.26a pentru $h\nu_0 < 2\ m_0c^2$ și respectiv din Fig. 4. 26(b) pentru $h\nu_0 >> 2\ m_0c^2$.

Deoarece în scintilatorii mici are loc numai o singură interacțiune, raportul dintre aria de sub vârful fotoelectric și aria de sub continuul Compton are aceeași valoare cu raportul dintre secțiunea eficace a efectului fotoelectric și cea

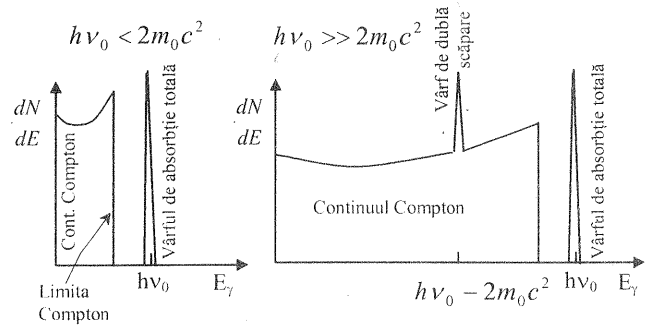


Fig. 4. 26

a efectului Compton în materialul scintilatorului. Pentru energii ale fotonilor gama peste pragul de generare, apare un vârf de scăpare dublă deoarece cei doi fotoni de anihilare părăsesc detectorul în cazul dimensiunilor mici ale acestuia.

B. Detectori cu scintilatori de dimensiune foarte mare

În aceste condiții, toate radiațiile secundare, inclusiv radiațiile gama împrăștiate Compton și fotonii de anihilare interacționează în volumul activ al detectorului. Deoarece toată energia radiației gama rămâne în interiorul detectorului amplitudinile tuturor impulsurilor vor corespunde absorbției totale de energie, deci vârfului fotoelectric. Pentru a înlătura pierderea din scintilator a fotonilor rezultați din efect Compton în imediata apropriere a suprafeței, în scintilator se practică un canal, astfel ca interacțiunile să aibă loc departe de suprafață.

C. Detectori cu scintilatori de dimensiue intermediară

În acest caz, o parte din fotonii rezultați din împrăștierea Compton multiplă la suprafața detectorului pot părăsi detectorul. Energia depozitată în detector va fi mai mare decât limita Compton (pentru o singură interacțiune) și mai mică decât energia totală (vârful fotoelectric). Astfel de evenimente vor umple domeniul E_c din spectru.

În cazul generării de perechi pot să scape amibii fotoni rezultați din anihilare (vârf de scăpare dublă) sau numai unul dintre ei (vârf de scăpare simplă). Dar în unele cazuri fotonii din anihilare pot produce efect Compton în

care fotonul difuzat să scape din contor. Evenimentele de acest fel vor avea amplitudini în domeniul de amplitudine cuprins între vârful de dublă scăpare și vârful fotoelectric.

Printre caracteristicile importante ale funcției răspuns se numără *fotofractia*. Aceasta se definește ca raportul dintre aria suprafeței de sub vârful de absorbție totală (fotopic) și aria suprafeței totale a funcției răspuns. Ea este o măsură directă a probabilității ca o radiație gama care interacționează cu detectorul să-și depună întreaga energie în interiorul acestuia.

La energii mari ale fotonilor gama vârfurile de simplă și dublă scăpare sunt foarte proeminente și în anumite condiții devin mai mari decât fotopicul. Ca urmare raportul dintre ariile suprafețelor de sub aceste vârfuri și de sub fotopic este considerat ca o proprietate a funcției răspunns ce ne ajută la interpretarea spectrelor complexe.

D. Factori ce pot complica funcția răspuns

1. Pierderea electronului secundar

Atunci când dimensiunile detectorului nu sunt mari în comparație cu parcursul electronului secundar, o parte dintre aceștia pot părăsi detectorul cu diferite valori ale energiei. Aceasta duce la micșorarea fotofracției și deplasarea evenimentelor spre amplitudini mai mici.

2. Pierderea radiației de frânare

Electronii secundari cu energie mare pot pierde energia prin radiație de frânare care poate să părăsească detectorul. Efectele pierderii acestei radiații din detector sunt aceleași ca la punctul precedent.

3. Pierderea radiațiilor X caracteristice

În urma producerii efectului fotoelectric este emisă radiația X caracteristică atomilor absorbantului iar fotonii X pot părăsi scintilatorul, dacă interacțiunea se produce în apropierea suprafeței acestuia. Energia depozitată în detector va fi mai mică decât energia totală cu valoarea energiei fotonului X, ceea ce duce la evenimente cu amplitudini situate înaintea fotopicului. Vârfurile respective se numesc "vârfuri de scăpare" și sunt mai pronunțate la energii γ mai mici (interacțiunea se produce mai aproape de suprafața de intrare) și la detectori la care raportul suprafață/volum este mai mare.

4. Radiații secundare create în apropierea sursei

Dacă sursa de radiații gama emite și radiații beta pozitive se poate observa un vârf corspunzător unui foton de anihilare a pozitronilor emiși cu un electron din sursă. Deci, pe lângă fotonii gama, sursa emite și fotoni de anihilare cu energia de 0,51 MeV.

Dacă sursa emite radiații beta negative, electronii de energie maximă vor produce radiație de frânare în conteinerul sursei gama. Fotonii corespunzători vor modifica componenta continuă a funcției răspuns ducând la

erori în evaluarea ariilor de sub vârfuri. Pentru a micșora contribuția acestui efect, se aleg absorbanți pentru radiațiile beta din materiale cu număr atomic mic.

5. Efecte ale materialelor înconjurătoare

Toate materialele ce înconjoară sursa și detectorul pot fi surse de radiații secundare datorită interacțiunii cu radiațiile gama emise de sursă. Radiațiile secundare pot fi:

a) Radiatii gama retroîmprăștiate

Spectrul înălțimii impulsurilor provenite din detectorii pentru radiații gama prezintă adesea un vârf în jurul a 0,2 - 0,25 MeV numit vârf de retroîmprăștiere. El se datorează pătrunderii în detector a radiațiilor gama retroîmprăștiate de materialele ce înconjoară detectorul (adică a suferit o împrăștiere Compton cu $\theta > \pi/2$). Vârful de retroîmprăștiere corespunde energiei fotonului împrăștiat Compton cu $\theta = \pi$:

$$(h\nu)_{\theta=\pi} = \frac{h\nu_0}{1 + 2h\nu_0/m_0c^2}$$

care, pentru $h\nu_0 >> m_0c^2/2$, devine:

$$h\nu(\theta = \pi) \cong \frac{m_0c^2}{2}$$

ceea ce indică prezența acestui vârf la 0,25 MeV sau la energii mai mici.

b) Alte radiații secundare

Radiațiile X ce apar în urma efectului fotoelectric, produs de radiațiile gama în mediul înconjurător, pot ajunge în contor. În cazul materialelor cu număr atomic mare, aceste radiații pot avea energie mare și deci pot străbate grosimi importante de material. Pentru a evita acest lucru, suprafața interioară a containerului se căptușește cu materiale cu număr atomic mic ce absorb radiațiile X produse în materialul conteinerului și, în același timp, emit radiații X moi.

La energii mari ale radiațiilor gama se poate produce generare de perechi iar fotonii de anihilare pot pătrunde în contor dând un vârf la 0,511 MeV, vârf ce poate fi confundat cu cel obținut în cazul surselor β^+ active .

E. Efecte de sumare

În cazul unei emisii gama în cascadă, cum ar fi cazul surselor de ^{60}Co, cei doi fotoni gama pot pătrunde simultan în detector și, ca urmare, poate apărea un vârf de sumare la o amplitudine egală cu suma amplitudinilor maxime ce ar apărea la fiecare foton în parte. De asemenea spectrul continuu este afectat de suma amplitudinilor rezultate din interacțiuni cu pierdere parțială de energie.

4.4.3 Caracteristicele spectrometrelor gama cu scintilație

A. *Funcția de răspuns*

Funcția de răspuns reflectă compoziția radiațiilor emise de sursă și procesele de interacțiune din detector. Forma ei depinde și de dimensiunile detectorului și de geometria de lucru, așa cum am menționat mai sus.

B. *Rezoluția energetică*

Rezoluția energetică se definește ca raportul dintre lărgimea totală la jumătatea maximului vârfului corespunzător absorbției totale de energie (fotopicul) și înălțimea medie a impulsului corespunzător aceluiași vârf.

Rezoluția energetică a scintilatorilor este cea mai slabă dintre toți detectorii obișnuiți și, ca urmare, spectrele au vârfuri largi.

Sunt mai mulți factori care influențează rezoluția energetică și anume: fluctuațiile statistice ce apar la colectarea sarcinilor, zgomotul electronic, variații ale răspunsului detectorului pe volumul lui activ, modificări ale parametrilor de funcționare în cursul funcționării.

C. *Liniaritatea*

Pentru un spectrometru ideal, eficacitatea de scintilație, deci cantitatea de lumină generată pe unitatea de energie pierdută, dL/dE, ar trebui să fie independentă de energia particulei. În aceste condiții, energia luminoasă totală apărută în scintilator ar fi direct proporțională cu energia particulei. Răspunsul scintilatorului ar fi perfect liniar. Deoarece, în practică, există o neliniaritate, este necesar să se facă o etalonare a detectorului cu radiații gama de energie cunoscută iar interpolarea să se facă pe domenii mici de energie, adică între vârfuri apropiate, când efectul neliniarității este neglijabil.

D. *Eficacitatea de detecție*

Eficacitatea de detecție, adică raportul dintre numărul de impulsuri la ieșirea detectorului și numărul de radiații gama ce au ajuns în detector, depinde de energia radiațiilor gama, de natura și dimensiunile scintilatorului. Deoarece fabricarea scintilatorilor este standardizată valorile eficacității se găsesc tabelate.

4.4.4. Determinarea ariei vârfului (picului)

Pentru a aplica datele referitoare la eficacitatea pe vârf, trebuie determinată aria de sub vârful corespunzător energiei totale. Chiar și după scăderea fondului, aproape toate aceste vârfuri se vor suprapune peste un continuul cauzat de multele efecte complicate discutate anterior. De aceea, determinarea numărului de evenimente ce contribuie la un vârf dat de energie totală (fotopic) nu este o sarcină ușoară. Este necesar să se facă unele ipoteze asupra continuului din regiunea de sub vârf. Cea mai simplă aproximare este

interpolarea liniară între valorile continuului din cele două părți ale vârfului ce va da în multe scopuri o precizie suficientă.

Când vârfurile foarte apropiate se suprapun metoda sumării simple directe nu poate fi aplicată. Trebuie utilizate metode mai complexe, de separare a contribuției individuale a fiecărui vârf apropiat. Aceste metode implică în mod normal fitarea unei forme analitice la porțiunea din vârf care poate fi clar deosebită (rezolvată) și presupunând că ce a rămas din vârf este descris de funcția de fitare. O curbă Gaussiană fitată la punctele ce se află în cadrul unei abateri standard pe o parte a valorii vârfului reprezintă în mod adecvat forma fotopicului măsurat cu NaI(Tl) în condiții corespunzătoare de geometrie de numărare.

4.5. Spectrometrie electronică cu scintilatori

Natura funcției răspuns depinde de materialul scintilator, grosimea lui și unghiul de incidență al electronilor. Grosimea scintilatorului trebuie să fie mai mare decât parcursul maxim al electronilor incidenți. Mai trebuie avut în vedere faptul că, pentru a ajunge în scintilator, electronii trebuie să străbată un înveliș protector și/sau reflectorul de lumină, pierzând astfel o fracțiune din energia lor cinetică care poate fi importantă în cazul electronilor de energie mică.

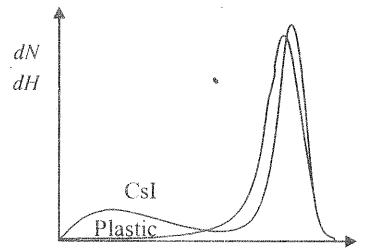


Fig. 4.27

În general, funcția răspuns prezintă un vârf pronunțat corespunzător absorbției totale a energiei electronului incident și o coadă ce se prelungește la energii mai mici. Cauza majoră a apariției cozii ce corespunde asorbției parțiale a energiei electronului este retroîmprăștierea la suprafața interioară a scintilatorului, după parcurgerea unei anumite distanțe în înveliș și pierderea corespunzătoare de energie. La coadă mai participă și electronii care au pierdut o parte din energie sub formă de radiație de frânare ce a părăsit scintilatorul.

Probabilitatea ambelor procese crește cu Z. Din această cauză, se preferă scintilatorii cu Z mic, cum ar fi scintilatorii organici. Dintre aceștia, cei mai folosiți sunt cei cu antracen sau scintilatorii plastici. Forma unui astfel de spectru, corespunzător unui fascicul monoenergetic de electroni, este indicată în Fig.4.27, pentru un *scintilator plastic* și unul din CsI. Coada pronunțată, în cazul al doilea, se datorează numărului atomic mai mare al atomilor scintilatorului.

4.6 Detectori cu semiconductori. Dioda cu siliciu

Utilizarea materialelor semiconductoare pentru detectarea particulelor ionizante prezintă două avantaje esențiale. Primul se datorează faptului că densitatea acestor materiale este de aproximativ 1000 mai mare decât la gaze, ceea ce permite detectarea radiațiilor cu energii mari ce își pot depozita întreaga energie în interiorul detectorului, care poate avea dimensiuni mici. Al doilea avantaj este dat de faptul că energia cheltuită de o particulă ionizantă pentru crearea unui purtător de informație (electron) este mult mai mică, ceea ce face ca o particulă cu o anumită energie să creeze într-un astfel de detector un număr corespunzător mai mare de electroni, mărind astfel amplitudinea impulsului. Ca urmare cea mai bună rezoluție energetică disponibilă în prezent se realizează prin utilizarea acestor detectori. Mai au și alte trăsături ce-i fac de preferat altor tipuri de detectori: dimensiune compactă, caracteristici temporale rapide, grosimi efective ce pot fi variate pentru a se potrivi cerințelor experimentelor.

Dezavantajele unor astfel de detectori sunt limitarea la dimensiuni mici și susceptibilitate mare la degradare indusă de radiații.

Detectorii cu semiconductori au devenit practic disponibili din 1960 sub formă de detectori cu diode semiconductoare sau detectori în stare solidă. Materialele semiconductoare utilizate sunt *siliciul* pentru detecția și spectrometria particulelor încărcate și *germaniul* pentru spectrometria radiațiilor gama.

4.6.1 Interacțiunea radiațiilor ionizante cu materialele semiconductoare

Particulele încărcate produc perechi electron-gol în lungul traiectoriei în mod direct sau indirect (prin electronii δ). Cantitatea medie de energie pierdută de particula încărcată primară pentru a produce o pereche electron-gol se numește impropriu *energie de ionizare* w_i. Valoarea ei este independentă de tipul și energia particulei incidente, permițând în felul acesta să se obțină informații asupra energiei particulei din numărul de perechi electron-gol.

După cum am menționat mai sus, avantajul cel mai mare al detectorilor cu semiconductori este valoarea mică a lui w_i, de aproximativ 3eV în comparație cu aproximativ 30 eV necesară în detectorul cu gaz. Deci numărul purtătorilor de sarcină este de 10 ori mai mare pentru o aceeași energie depozitată în detector. Acest număr mare are două efecte benefice asupra obținerii rezoluției energetice: fluctuația statistică per puls devine o fracție mai mică din numărul total, când acest număr crește. Numărul mare de sarcini per puls conduce la un raport semnal/zgomot din preamplificator mai bun la energii mici ale radiației.

Trebuie să menționăm totuși că w_i depinde puțin de natura particulei incidente. Din această cauză, pentru măsurători precise este necesară o calibrare cu particule de același tip cu cele măsurate. Pentru ioni grei sau fragmente de fisiune, w_i este semnificativ mai mare decât pentru particulele alfa. De asemenea, w_i depinde de temperatură și anume crește cu micșorarea temperaturii. De exemplu, pentru siliciu w_i este cu 3% mai mare la temperatura azotului lichid decât la temperatura camerei.

4.6.2 Joncțiunea p - n

Un astfel de detector constă dintr-o joncțiune p-n polarizată invers. Joncțiunea se realizează într-un singur cristal prin modificarea conținutului impurităților la părțile opuse.

În vecinătatea joncțiunii concentrația de goluri, p, și de electroni, n, este puternic modificată datorită efectelor de difuzie a purtătorilor de sarcină. În regiunea de tip n, din stânga în Fig.4.28c, densitatea este mult mai mare decât în regiunea de tip p. Ca urmare, joncțiunea dintre cele două regiuni reprezintă o discontinuitate în densitatea electronilor de conducție. Totdeauna, când există un gradient puternic de concentrație pentru orice purtător liber să migreze, are loc o difuzie netă din regiunea cu concetrație mare spre cea cu concentrație mică. Astfel, electronii de conducție vor migra spre materialul de tip p unde se vor combina rapid cu golurile. Această "anihilare" reprezintă de fapt captarea elecronilor de conducție de către golurile (vacanțele) existente în legăturile covalente ale materialului de tip p. Difuzia electronilor din materialul de tip n lasă în urmă sarcini pozitive imobile, sub formă de impurități donoare ionizante. Un argument similar și simetric duce la concluzia că golurile (majoritare în material de tip p) trebuie de asemenea să difuzeze prin joncțiune deoarece, și pentru ele, există un gradient mare de densitate. Fiecare gol îndepărtat din zona p a joncțiunii lasă în urmă o regiune cu acceptori care au captat un extraelectron ce formează o sarcină negativă imobilă. Efectul final este formarea unei sarcini spațiale nete negative pe partea p și a unei sarcini spațiale nete pozitive pe partea n a joncțiunii.

La contactul celor două regiuni apare un câmp electric ce diminuează tendința de difuzie în continuare. La echilibru, câmpul este bine potrivit pentru a preveni o difuzie netă pe joncțiune și ca urmare se stabilește o distribuție de sarcină spațială staționară.

Regiunea în care sarcinile nu sunt compensate se numește regiune sărăcită și se extinde atât în partea de tip p cât și pe partea de tip n a joncțiunii. Atunci când concentrația donorilor pe partea de tip n și a acceptorilor pe partea de tip p sunt egale, condițiile de difuzie sunt aproximativ aceleași pentru goluri și electroni iar regiunea sărăcită se extinde în mod egal în ambele părți. Dacă

concetrația diferă ($n_{don} > n_{acep.}$) atunci distanța pe care difuzează golurile va fi diferită de cea pe care difuzează electronii ($d_{electr.} > d_{gol}$).

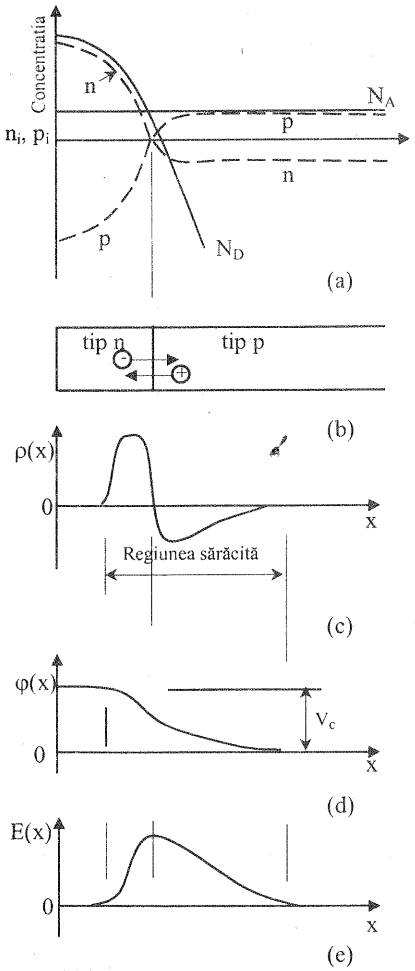


Fig. 4.28

Apariția sarcinilor spațiale nete de semn opus în regiunea joncțiunii duce la stabilirea unei diferențe de potențial pe joncțiune. Valoarea potențialului φ în orice punct poate fi găsită prin rezolvarea ecuației lui Poisson

$$\nabla^2\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon} \qquad (4.13)$$

ε - constantă dielectrică a mediului iar ρ - densitatea de sarcină netă. Pe direcție perpendiculară pe joncțiune (să considerăm aceasta direcția Ox) ecuația (4.13) se scrie:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} \qquad (4.14)$$

iar forma potențialului pe joncțiune poate fi obținută integrând de două ori această ecuație. La echilibru, diferența de potențial pe joncțiune (numit potențial de contact) ajunge la aceeași valoare pe aproape întreaga bandă interzisă a materialului semiconductor. Semnul potențialului se stabilește în așa fel încât să împiedice difuzia electronilor de la stânga la dreapta și a golurilor de la dreapta la stânga (Fig. 4.28d).Câmpul electric corespunzător este:

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi \qquad (4.15)$$

sau unidimensional,

$$E(x) = -\frac{d\varphi}{dx} \qquad (4.16)$$

Regiunea sărăcită prezintă câteva proprietăți foarte atractive ca mediu de detecție a radiațiilor. Prezintă o rezistivitate foarte mare în comparație cu materialele de tip p sau cele de tip n aflate de cele două părți ale joncțiunii. Perechile electron – gol care sunt create de o particulă ionizantă în regiunea sărăcită vor fi atrase în afara regiunii sărăcite de către câmpul electric iar mișcarea lor constituie semnalul electric de bază.

4.6.3 Polarizarea inversă a joncțiunii

Diferența de potențial, de ordinul a 1V, ce se formează pe joncțiune nu poate genera un câmp electric suficient de mare pentru a face purtătorii de sarcină să se miște foarte rapid. Vitezele lor de drift sunt: $v_e = \mu_e E$ pentru electroni și $v_g = \mu_g E$ pentru goluri, unde μ reprezintă mobilitatea iar E intensitatea câmpului electric. Ca urmare, sarcinile se pot recombina și nu pot fi culese toate. Grosimea regiunii sărăcite este foarte mică iar capacitanța ei este mare. Datorită acestui lucru, în practică, nu sunt utilizate joncțiunile nepolarizate pentru detecția radiațiilor. Pentru a utiliza joncțiunea ca detector, se aplică o tensiune exterioară în sensul polarizării inverse a diodei semiconductoare.

Joncțiunea p - n joacă rolul unei diode și va conduce foarte slab curentul atunci când este polarizată invers. În aceste condiții partea de tip p este polarizată negativ în raport cu partea de tip n, diferența de potențial pe joncțiune este mărită iar curentul invers este foarte mic. Pentru o polarizare inversă mare, curentul invers crește și are efecte distructive.

Când o joncțiune *p - n* este polarizată invers, întreaga cădere de potențial apare pe regiunea sărăcită în purtători de sarcină, deoarece rezistența ei este mult mai mare decât a unui material de tip p sau de tip n normal. Mărindu-se căderea de potențial pe joncțiune, înseamnă că trebuie să crească sarcina spațială și distanța pe care aceasta se întinde pe ambele părți ale suprafeței de contact.

Considerând că joncțiunea s-a creat utilizând un cristal de tip *p*, dopat uniform cu o concentrație de impurități acceptoare N_A, expus într-un capăt (cel din stânga în Fig. 4.28b) la vapori ai unei impurități de tip *n* ce difuzează pe o anumită distanță, se obține o concentrație de impurități donoare N_D care variază cu distanța după cum este indicat în Fig. 4.28a.

Unele informații asupra joncțiunii polarizate invers se pot obține mai ușor utilizând o distribuție idializată a distribuției de sarcină spațială ca cea din Fig.4.29. În aceste condiții, densitatea de sarcină spațială netă pe cele două părți ale joncțiunii va fi:

$$\rho(x)=\begin{cases} eN_D & (-a<x\le 0) \\ -eN_A & (0<x\le b) \end{cases} \qquad (4.17)$$

Aici s-a considerat că difuzia electronilor duce la o sarcină spațială pozitivă uniformă (partea donorilor ionizați) pe regiunea $-a<x\le 0$, deci pe partea de tip *n* a joncțiunii iar difuzia golurilor duce la o sarcină spațială negativă (partea cu acceptori) pe o regiune $0<x\le b$, deci pe partea de tip *p*. Deoarece sarcina totală netă trebuie să fie zero, $N_D\, a = N_b\, b$ și, ca urmare, ecuația Poisson ia forma:

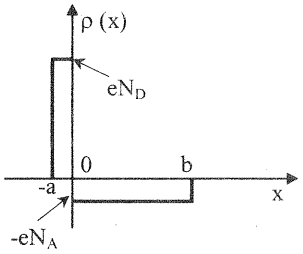


Fig. 4.29

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2}=\begin{cases} -\dfrac{eN_D}{\varepsilon} & (-a<x\le 0) \\ \dfrac{eN_A}{\varepsilon} & (0<x\le b) \end{cases} \qquad (4.18)$$

Integrând și aplicând condițiile la limită care cer ca $E = -\,d\varphi/dx$ să se anuleze la ambele margini ale distribuției

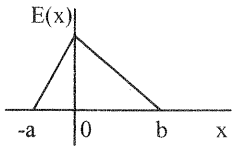


Fig. 4. 30

$$\left.\frac{d\varphi}{dx}\right|_{x=-a}=0 \quad \text{si} \quad \left.\frac{d\varphi}{dx}\right|_{x=b}=0 \qquad (4.19)$$

rezultă

$$\frac{d\varphi}{dx}=\begin{cases} -\dfrac{eN_D}{\varepsilon}(x+a) & (-a<x\le 0) \\ \dfrac{eN_A}{\varepsilon}(x-b) & (0<x\le b) \end{cases} \qquad (4.20)$$

Forma corespunzătoare a câmpului electric $E=-d\varphi/dx$ este indicată în Fig.4.30. Integrând încă odată, se obține potențialul electric $\varphi(x)$. Dacă se neglijează valoarea mică a potențialului de contact, diferența de potențial pe joncțiune este chiar valoarea potențialului invers aplicat. Ca urmare, putem aplica condițiile de margine:

$$\varphi(-a)=V \quad \text{si} \quad \varphi(b)=0 \qquad (4.21)$$

Soluția ia forma

$$\varphi(x)=\begin{cases} -\dfrac{eN_D}{2\varepsilon}(x+a)^2+V & (-a<x\le 0) \\ \dfrac{eN_A}{2\varepsilon}(x-b)^2 & (0<x\le b) \end{cases} \qquad (4.22)$$

Deoarece soluțiile de ambele părți trebuie să aibă aceeași valoare la x = 0, putem scrie

$$V-\frac{eN_Da^2}{2\varepsilon}=\frac{eN_Ab^2}{2\varepsilon} \quad \text{sau} \quad N_Ab^2+N_Da^2=\frac{2\varepsilon V}{e} \qquad (4.23)$$

Deoarece $N_Da=N_Ab$, expresia de mai sus se poate scrie:

$$(a+b)b=\frac{2\varepsilon V}{eN_A}$$

Lărgimea totală a regiunii sărăcite, pe care o vom nota cu *d*, este întreaga distanță pe care se extinde sarcina spațială, adică

$$d=a+b \qquad (4.24)$$

Noi am presupus doparea pe partea de tip *n* mult mai mare decât pe partea de tip *p* ($N_D >> N_A$) și cum $N_Da=N_Ab$ rezultă $b >> a$ și, ca urmare, sarcina spațială se extinde mai mult pe partea de tip *p* decât pe cea de tip *n*. Atunci se poate aproxima $d\cong b$ și se poate scrie

$$d\cong\left(\frac{2\varepsilon V}{eN_A}\right)^{1/2} \qquad (4.25)$$

Dacă am fi plecat de la ipoteza contrară, că doparea în *p* ar fi fost predominantă s-ar fi obținut un rezultat similar, doar că N_A ar fi fost înlocuit cu N_D. Ca urmare, o soluție generalizată pentru grosimea regiunii sărăcite este:

$$d\cong\left(\frac{2\varepsilon V}{eN}\right)^{1/2} \qquad (4.26)$$

unde *N* reprezintă concetrația dopării (donori sau acceptori) pe partea joncțiunii cu nivelul de dopaj mai mic. Pentru joncțiuni parțial sărăcite, grosimea *d* este proporțională cu $\sqrt{V}$.

Distanța *d* poate fi exprimată și în funcție de rezistivitatea ρ_d a semiconductorului dopat care este dată de $1/e\mu N$ unde μ este mobilitatea purtătorilor majoritari. Astfel ecuația (4.26) devine:

$$d\cong\left(2\varepsilon V\mu\rho_d\right)^{1/2} \qquad (4.27)$$

Deoarece adesea se dorește lărgimea cea mai mare posibilă pentru zona sărăcită la o tensiune aplicată dată, este avantajos de a avea rezistivitatea cea mai mare posibilă. Acestă rezistivitate este însă limitată de impuritatea materialului

semiconductor înainte de procesul de dopare, deoarece trebuie adăugat suficient dopant pentru a nu lua în seamă efectele impurităților reziduale. Datorită sarcinilor spațiale nete ce s-au format de fiecare parte a joncțiunii, regiunea sărăcită manifestă unele proprietăți ale unui capacitor. Dacă se crește polarizarea inversă, regiunea sărăcită se extinde și ca urmare capacitatea acesteia se micșorează. Valoarea capacității pe unitatea de suprafață este:

$$C = \frac{\varepsilon}{d} \cong \left(\frac{e\varepsilon N}{2V} \right)^{1/2} \tag{4.28}$$

O rezoluție energetică bună în condițiile existenței unui zgomot electronic dominant, depinde de obținerea unei capacități mici ce se realizează utilizând V cât mai mare posibil, până la punctul de a fi sărăcit întreg detectorul.

Câmpul electric maxim se realizează în punctul de tranziție între materialele de tip n și de tip p. Mărimea lui este dată de

$$E_{max} \cong \frac{2V}{d} = \left(\frac{2VNe}{\varepsilon} \right)^{1/2} \tag{4.29}$$

deci E_{max} crește cu potențialul aplicat ca $\sqrt{V}$ și poate să atingă ușor $10^6 - 10^7$ V/m în condiții tipice. Valoarea maximă a tensiunii de lucru trebuie menținută sub tensiunea de străpungere pentru a evita deteriorarea iremediabilă a detectorului.

În concluzie, joncțiunea $p - n$ polarizată invers este un detector de radiații atractiv, deoarece purtătorii de sarcină creați în regiunea sărăcită pot fi colectați rapid și eficient. Lărgimea regiunii sărăcite determină volumul sensibil al detectorului și poate fi modificată variind polarizarea inversă. Volumul activ variabil al joncțiunii semiconductorilor este unic între detectorii de radiații și este utilizat câteodată cu bune avantaje. Capacitatea detectorului parțial sărăcit variază de asemenea cu tensiunea aplicată, iar funcționarea stabilă cere utilizarea unor preamplificatori sensibili la sarcină.

Există diferite configurații de detectori cu semiconductori: detectori cu joncțiune difuzată, detectori cu barieră de suprafață, straturi implantate cu ioni, detectori complet sărăciți.

4.6.4 Caracteristicile de lucru

Curentul de scurgere

Când se aplică o tensiune pe detector (joncțiune), se observă un mic curent de ordinul microamperilor. Acesta se numește *curent de scurgere* și este determinat de mai mulți factori cum ar fi: traversarea joncțiunii de către purtătorii minoritari, generarea termică a perechilor electron-gol în regiunea

sărăcită, variațiile mari de tensiune pe distanțe mici la marginile joncțiunii. Acești curenți de scurgere pot influența funcționarea detectorului dacă este conectat un rezistor în serie. În condițiile când curentul de scurgere este suficient de mare, căderea de potențial pe rezistor poate micșora apreciabil potențialul pe detector. Ca urmare, este necesar ca sursa de tensiune să compenseze această scădere. De aceea, este necesar de a monitoriza curentul de scurgere. La o funcționare staționară, valoarea curentului de scurgere se menține staționară. Orice variație bruscă a curentului de scurgere indică o modificare a performanțelor detectorului, care poate degrada rezoluția energetică.

Zgomotul detectorului

Sursele de zgomot pot fi împărțite în trei grupe:

1. Fluctuații ale curentului de scurgere generat în volum. Contribuția acestora poate fi micșorată micșorând temperatura cristalului.
2. Fluctuații ale curentului de scurgere pe suprafață. Acestea depind de metoda de fabricare a detectorului.
3. Zgomot Johnson, asociat cu rezistențele în serie sau contacte electrice necorespunzătoare la detector. Acest tip de zgomot se elimină numai dacă se utilizează detectori complet sărăciți.

Sursele de zgomot contribuie la lărgirea vârfului de absorbție totală corespunzător unei anumite energii W a radiației în felul următor:

$$(\Delta W_{zgomot})^2 = (\Delta W_{volum})^2 + (\Delta W_{supr.})^2 + (\Delta W_{Jonson})^2$$

$(\Delta W_{zgomot})^2$ se adună la pătratul lărgimii determinată de fluctuațiile statistice ce caracterizează procesul generării de purtători de sarcină dând în final lărgimea totală a vârfului de absorbție totală. Din cele discutate rezultă că această lărgime depinde de caracteristicele detectorului.

Schimbări datorate tensiunii de polarizare a detectorului

Pentru tensiuni de polarizare și câmpuri electrice mici, înălțimea impulsului dat de radiațiile oprite complet în stratul sărăcit continuă să crească cu tensiunea aplicată. Aceasta se datorează colectării incomplete a purtătorilor de sarcină ca urmare a trapării sau recombinării în lungul traiectoriei particulei incidente. Fracțiunea ce nu este colectată descrește cu creșterea câmpului electric. Când câmpul electric este suficient de mare colectarea sarcinilor devine completă și înălțimea impulsului nu se mai modifică la creșterea ulterioară a tensiunii de polarizare a detectorului. Această regiune de funcționare se numește *regiune de saturație* și corespunde regiunii de saturație ionică din camera de ionizare.

Atunci când se detectează radiații de diferite energii și ionizări specifice, este obligatoriu de a lucra în regiunea de saturație.

Dacă intensitatea câmpului electric este crescută prea mult, pot să apară multiplicări ale purtătorilor de sarcină deoarece electronii câștigă în câmp suficientă energie pentru a produce noi perechi electron – gol. În funcție de tipul de detector, multiplicarea poate avea loc pentru valori ale câmpului electric de 10^6-10^7 V/m. Acestea duc la apariția unei cozi de partea energiilor mari ale vârfului de absorbție totală din funcția răspuns.

Timpul de creștere a impulsului

Detectorii sub formă de diode semiconductoare sunt printre cei mai rapizi detectori de radiații. În condiții normale, timpul de creștere a impulsului este de ordinul a 10 ns sau mai puțin. El se compune din *timpul de tranzit* al sarcinilor și *timpul de plasmă*.

Timpul de tranzit al sarcinilor corespunde migrării electronilor și golurilor formate de radiația incidentă prin regiunea de câmp intens din regiunea săracită. El poate fi micșorat mărind intensitatea câmpului și micșorând d:

$$t_c = \frac{0{,}53d^2}{\mu V},$$

unde t_c este exprimat în secunde, d - în cm, μ - mobilitatea electronilor, în cm^2/Vs, V – tensiunea aplicată, în volți.

A doua componentă, numită *timp de plasmă*, intervine când radiația incidentă conține particule alfa sau fragmente de fisiune. În aceste condiții, densitatea de perechi electroni - gol în lungul traiectoriei paticulei este suficient de mare pentru a forma un nor de sarcină, ca o plasmă ce ecranează interiorul de influența câmpului electric. Numai purtătorii de sarcină de la marginea norului sunt influențați de câmp și încep să migreze imediat. Sarcinile din interior vor începe să migreze numai după ce regiunile exterioare au fost erodate. Timpul de plasmă este definit de timpul necesar dispersiei norului de sarcină până la stadiul în care se produce o colectare normală. Timpul total de creștere poate fi influientat și de proprietățile preamplificatorilor.

Fereastra de intrare sau stratul mort

Atunci când detectorul este utilizat pentru detectarea particulelor încărcate grele acestea pot pierde o cantitate semnificativă de energie înainte de a ajunge în volumul sensibil al detectorului. Această pierdere are loc la trecerea prin stratul mort ce cuprinde atât electrodul metalic cât și un strat de siliciu de grosime variabilă ce se află imediat sub electrod. Grosimea stratului mort depinde de tehnica de fabricație și de diferența de potențial aplicată. Ea poate fi determinată variind unghiul de incidență a unui fascicul monoenergetic de particule încărcate. Pierderea de energie în acest strat afectează rezoluția energetică a detectorului. În spectrometria de înaltă rezoluție a particulelor încărcate este foarte important ca grosimea stratului mort să fie cât mai mică.

Trebuie să mai menționăm faptul că pierderea de energie de către particulele ionizante în interiorul cristalului depinde de direcția pe care acestea se mișcă. Ca urmare, pentru o bună rezoluție este necesar ca particulele să pătrundă în detector perpendicular pe fereastra de intrare.

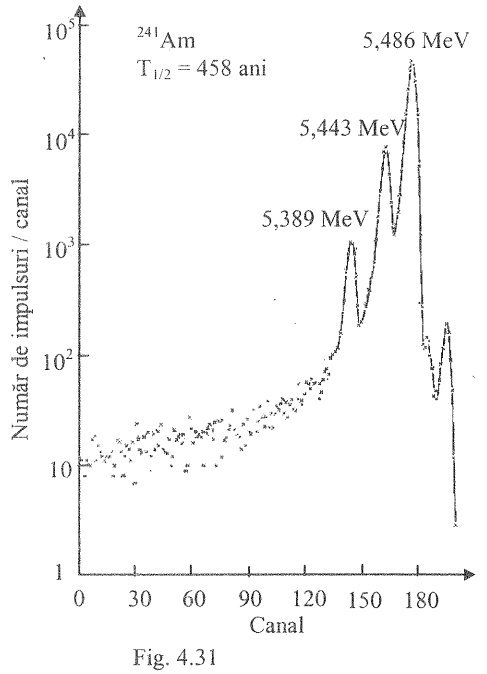


Fig. 4.31

Deteriorări produse de radiații

Expunerea prelungită la fluxuri intense de radiații poate afecta sructura cristalului și aceasta la rândul ei va afecta rezoluția energetică.

Calibrarea energetică

Deoarece există o diferență de aproximativ 1% între înălțimile impulsurilor datorate particulelor de natură diferită, dar având aceeași energie, la măsurători care cer precizie mai mare de 1% se face etalonarea cu particule de acelasi fel. Sursa cea mai utilizată este ^{241}Am ce emite particule alfa cu energia de 5,486 MeV (85%) și 5,443 MeV (13%) (Fig. 4.31). Când se utilizează o astfel de sursă trebuie să se țină seama de energia pierdută de aceste particule alfa în sursă, în orice material dintre sursă și detector precum și în fereastra detectorului.

4.6.5. Aplicații ale detectorilor cu diodă cu siliciu

De la dezvoltarea lor ca detectori (din primii ani ai lui 1960) diodele cu siliciu au devenit detectorii preferați pentru majoritatea aplicațiilor în care sunt implicate particulele încărcate grele.

Avantajele utilizării detectorilor cu semiconductori sunt: rezoluție energetică excepțional de bună, caracteristici de temporizare (sincronizare) foarte bune, ferestre de intrare foarte subțiri, simplitate de manevrare (operare). Dimensiunile mici pot fi avantajoase în unele cazuri dar dezavantajoase când

sunt necesare suprafețe mari. Se pot livra cu suprafețe de până la 20 cm^2 dar capacitatea mare duce la o rezoluție energetică mai mică. De obicei suprafața este între 1 și 5 cm^2 . Grosimea zonei active (sărăcite în purtători de sarcină) este de obicei de 1mm sau mai puțin. În cazuri speciale, se pot livra detectori cu d de 5 cm. Menționăm câteva dintre aplicațiile acestor detectori.

Spectroscopia particulelor alfa

Dioda cu siliciu ce lucrează la temperatura camerei este un detector aproape ideal pentru particulele alfa și alți ioni ușori. Performanța lor este testată prin înregistrarea spectrelor unor surse monoenergetice de particule alfa cum ar fi ^{241}Am (Fig 4.31). Detectorii cu siliciu de dimensiuni mici au rezoluția energetică de 10 – 11 KeV, iar pentru cei de dimensiuni mai mari aceasta este de 15 – 20 KeV, datorită unei lărgiri a vârfului. Lărgimea liniei la semiînălțime este de 3,5 KeV pentru particule alfa cu energie de 6 MeV. Lărgirea vârfului se explică prin contribuția perechilor electron – gol create de nucleul de recul, incompleta colectare a sarcinilor și variații ale energiei pierdută de particulă în stratul mort de la suprafața detectorului. Pentru particule de energie mică și detectori de capacitate mare, o contribuție importantă la lărgirea vârfului o aduce zgomotul electronic.

Deoarece toate aceste surse de lărgire a vârfului de absorbție totală sunt independente, se pot aduna pătratele lărgirii totale la jumătatea înălțimii pentru a obține pătratul lărgimii la semiînălțime rezultat.

Spectroscopia ionilor grei și a fragmentelor de fisiune

Astfel de ioni creează o densitate mare de purtători de sarcină în lungul triectoriei și pentru a preveni recombinările este necesar să se mărească diferența de potențial aplicată pe detector. În același timp, acțiunea prelungită a unor astfel de ioni duce la deteriorarea detectorului și modificarea caracteristicelor de lucru.

Identificarea particulelor

Pentru identificarea particulelor se utilizează așa numitele telescoape de identificare a particulelor care permit măsurarea pierderii de energie pe unitatea de parcurs dW/dx cu un detector foarte subțire în comparație cu parcursul particulei (în care pierderea de energie de către particulă este neglijabilă) și măsurarea parcursului particulei cu un detector de grosime obișnuită.

4. 7. Detectori cu germaniu pentru radiații gama

Detectorii cu semiconductori discutați în paragraful precedent sunt indicați pentru radiații cu parcurs scurt dar nu pot fi utilizați pentru radiații cu putere de pătrundere mare datorită limitării volumului activ (regiunea sărăcită) la

maxim 2-3 mm. După cum am arătat, grosimea regiunii sărăcite este dată de (4.26)

$$d = \left(\frac{2\varepsilon V}{eN} \right)^{1/2},$$

unde V este tensiunea de polarizare inversă iar N este concentrația netă de impuritate în volumul de material semiconductor. Pentru o tensiune aplicată dată, o adâncime mai mare a regiunii sărăcite poate fi obținută prin micșorarea concetrației impurităților, N. Acest obiectiv poate fi atins în două moduri. Primul constă în aplicarea unor tehnici capabile să reducă concentrația impurităților la 10^{10} atomi/cm^3. La acest nivel de impuritate în germaniu, se poate obține o adâncime de sărăcire de 10 mm utilizând o tensiune de polarizare inversă de mai puțin de 1000 V. Detectorii confecționați din acest germaniu ultra pur se numesc detectori cu *germaniu intrinsec* sau detectori cu *germaniu de înaltă puritate* (*HPGe - high purity germanium*) și pot atinge adâncimi de sărăcire de 1 cm sau chiar mai mult. A doua metodă de reducere a concentrației nete de impuritate este de a crea un material compensat în care impuritățile reziduale sunt contrabalansate de atomi dopanți de tip opus având aceeași concetrație. Acesta se realizează prin doparea cu ioni de Li pentru a compensa impuritățile după ce cristalul a fost crescut. În felul acesta impuritățile acceptoare sunt contrabalansate pe o grosime de până la 2 cm prin adăugarea atomilor donori interstițiali de litiu. Materialul rezultat are proprietățile unui material intrinsec sau pur. Acești detectori se numesc Ge(Li). Ei au devenit disponibili după 1960 și au servit ca detectori de germaniu cu volum mare timp de două decenii. Posibilitatea obținerii germaniului de înaltă puritate apărută după 1980 a oferit o nouă alternativă, detectorii de tip HPGe. Spre deosebire de detectorii Ge(Li) care trebuie menținuți tot timpul la temperatură joasă, detectorii HPGe pot fi menținuți la temperatura camerei atunci când nu se lucrează cu ei. O caracteristică importantă ale ambelor tipuri de detectori sunt rezoluția energetică și eficacitatea de detectie deosebit de bune.

4.7.1 Caracteristicile de lucru ale detectorului cu germaniu

Datorită micimii benzii interzise (0,7 eV), funcționarea detectorului cu germaniu de orice tip la temperatura camerei este imposibilă datorită valorii mari a curentului de scurgere indus termic. Ei se mențin la 77 K cu ajutorul unui vas Dewar în care un rezervor de azot lichid este menținut în contact termic cu detectorul.

Pentru detectorii Ge(Li) temperatura scăzută trebuie menținută continuu pentru a preveni redistribuirea catastrofală a litiului ce se produce rapid la temperatura camerei.

Detectorul trebuie menținut într-un criostat etanș, vidat pentru a împiedica conducția termică între cristal și aerul înconjurător. În apropierea cristalului este o fereastră subțire pentru a micșora atenuarea radiațiilor gama înainte de a intra în germaniu. Cristalul poate fi montat pe vasul Dewar cu azot lichid în diferite moduri în funcție de cerințele experimentului.

Preamplificatorul este încorporat ca o parte a cutiei cristalului. El trebuie să fie cât mai aproape de detector pentru a micșora capacitatea.

Rezoluția energetică

Superioritatea detectorilor cu germaniu privind rezoluția energetică permite separarea liniilor corespunzătoare unor energii foarte apropiate ce rămân nerezolvate în cazul aceluiași spectru obținut cu un detector cu scintilație cu scintilator de NaI(Tl).

Rezoluția energetică totală obținută cu un sistem de detecție cu germaniu este determinată de combinarea a trei factori: împrăștierea statistică inerentă a numărului de purtători de sarcină (ΔW_S), variații ale eficacității colectării sarcinilor (ΔW_C), contribuții ale zgomotului electronic (ΔW_{zgomot}). Care din acești factori este dominant, depinde de energia radiațiilor, dimensiunea și calitatea detectorului utilizat. Astfel, lărgimea totală la jumătatea maximului, ΔW_T, a unui vârf tipic din spectrul corespunzător radiațiilor gama monoenergetice poate fi scrisă ca:

$$\Delta W_T^2 = \Delta W_S^2 + \Delta W_C^2 + \Delta W_{zgomot}^2$$

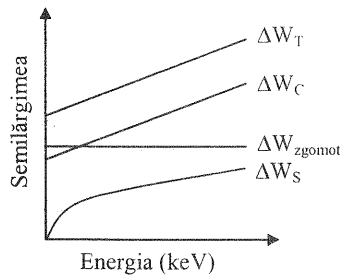


Fig. 4.32

unde valorile ΔW din membrul drept corespund celor trei factori menționați. Importanța relativă a celor trei termeni în funcție de energia radiațiilor este dată în Fig.4.32. La energii mici predomină contribuția provenită de la zgomotul electronic și colectarea sarcinilor iar la energii mai mari crește contribuția împrăștierii statistice a purtătorilor. Detectorii cu volum mic vor avea o rezoluție totală mai bună având capacitate mai mică.

4.7.2. Spectrometria radiațiilor gama cu detectori cu germaniu

Pentru măsurarea energiilor mai mari de câteva sute de KeV ale radiațiilor gama există două categorii de detectori: scintilatori anorganici dintre care cel mai bun este NaI(Tl) și detectori cu semiconductori cu germaniu. Alegerea unuia dintre ei are în vedere eficacitatea de numărare și rezoluția energetică. Scintilatorii NaI(Tl) au avantajul că pot avea dimensiuni mari care, împreună cu densitatea mare a materialului, poate duce la probabilități de

interacțiune ale radiațiilor gama foarte mari. Numărul atomic relativ mare al iodului asigură o fracțiune mare de interacțiuni în care energia radiațiilor gama este complet absorbită și, ca urmare, fotofracția (fracțiunea de evenimente ce se află sub vârful de absorbție totală a energiei în spectrul de înălțime a impulsului) să fie relativ mare.

Rezoluția energetică a scintilatorilor este însă relativ proastă. Detectorii cu germaniu prezintă o superioritate netă atunci când trebuie separate multe vârfuri de energie gama foarte apropiate. Sistemele cu germaniu bune au o rezoluție de câteva zecimi de procente în comparație cu 5-10% pentru NaI(Tl). Dar rezoluția bună se face cu prețul micșorării eficacităților fotopicului cu un ordin de mărime datorită dimensiunilor mici și a numărului atomic mai mic al germaniului. Mai mult, fotofracțiile sunt mici. Acest ultim dezavantaj este compensat de rezoluția energetică superioară. Detectori cu eficacitate egală vor avea arii egale sub vârf, dar cei cu rezoluție energetică bună produc vârfuri înguste dar înalte care se pot ridica deasupra spectrului continuu dat de zgomotul statistic.

Este astfel clar că detectorii cu germaniu sunt preferați pentru analiza spectrelor gama complexe ce implică multe vârfuri. Alegerea este mai puțin evidentă când sunt implicate numai câteva vârfuri și îndeosebi când o măsurare a intensității este mai importantă decât determinarea precisă a energiei. Pe de altă parte, eficacitatea mai mare, fotofracția mai mare și costul mai scăzut al scintilatorului înclină balanța în favoarea lor.

Proprietățile funcției de răspuns și ale eficacității de detecție sunt aceleași pentru detectori Ge(Li) și HPGe de dimensiuni și forme similare.

Funcția răspuns

Procesele de absorție fotoelectrică, împrăștiere Compton și generarea de perechi pot contribui toate la răspunsul observat în același mod ca în scintilatorii cu NaI(Tl). Numărul atomic mai mic al Ge și dimensiunile mai mici ale zonei active duc la diferențe privind importanța diferitelor trăsături ale spectrului de înălțime a impulsului.

Numărul atomic mai mic al Ge duce la o secțiune eficace a efectului fotoelectric de 10-20 ori mai mică decât la NaI, deci pentru același volum eficacitatea vârfurilor va fi mult mai mică dar, datorită îngustimii lor, ele vor fi mult mai înalte. Evenimentele ce contribuie la vârful de absorbție totală a energiei conțin în mai mare măsură interacțiuni multiple, ca împrăștierea Compton, urmate de absorția fotoelectrică a fotonului împrăștiat, iar absorția totală într-un singur eveniment fotoelectric este relativ rară.

Partea continuă Compton este importantă, poziția limitei Compton fiind aceeași pentru toți detectorii. O trăsătură a detectorilor cu germaniu este raportul dintre numărul de impulsuri în canalul fotopicului și numărul de impulsuri din

continuul Compton asociat vârfului respectiv. Partea continuă care se ia în considerare corespunde platoului până la locul unde este creșterea spre limita Compton.

Vârfurile de scăpări joacă un rol mai important datorită transparenței detectorului pentru radiații gama secundare. Pierderea radiațiilor X din germaniu, după absorția fotoelectrică, este semnificativă când evenimentul se produce în imediata apropiere a suprafeței. Aceasta va duce la un vârf deplasat spre energii mai mici, față de fotopic, cu 11 KeV (corespunzător radiațiilor X caracteristice seriei K a germaniului). Astfel de vârfuri sunt mai proeminente la energii mici ale radiațiilor gama unde absorbția fotoelectrică este mai probabilă și interacțiunile se vor produce mai aproape de suprafața detectorului.

La energii mari ale radiațiilor gama, se produce generare de perechi iar anihilarea pozitronilor crează doi fotoni cu energia de 0,511 MeV. În detectorii cu germaniu există o mare probabilitate ca unul sau ambii fotoni să scape și în spectru vor apare vârfurile de scăpări corespunzătoare. *Vârful de dublă scăpare* apare la o energie cu 1,022 MeV mai mică decât vârful de energie totală, iar *vârful de o singură scăpare* apare la o energie cu 0,511 MeV mai mică decât vârful corespunzător absorbției totale a energiei.

Datorită proeminenței acestor vârfuri ele sunt utilizate câteodată pentru determinarea energiei radiațiilor gama incidente.

Calibrarea energetică

Calibrarea corectă a detectorilor implică o sursă standard cu energii ale radiațiilor gama ce nu sunt mult diferite de cele ce urmează a fi măsurate în spectrul necunoscut. Deoarece chiar cel mai bun spectrometru prezintă neliniarități, este util de a avea multiple vârfuri de calibrare în puncte diferite în lungul domeniului energetic de măsurat pentru a lua în considerare aceste neliniarități.

Precizia localizării vârfului în detectorii cu germaniu de bună calitate este de același ordin de mărime cu incertitudinea în standardele de calibrare a energiei. Când se dorește cea mai bună precizie se recomandă utilizarea a două standarde: radiația X corespunzătoare liniei $K\alpha_1$ a tungstenului (≈59 KeV) sau radiația gama a ^{198}Au. Standardele secundare sunt indicate în tabelul 4.1.

Precizia localizării vârfului în detectorii cu germaniu de bună calitate este de același ordin de mărime cu incertitudinea în standardele de calibrare a energiei. Când se dorește cea mai bună precizie se recomandă utilizarea a două standarde: radiația X corespunzătoare liniei $K\alpha_1$ a tungstenului (≈59 KeV) sau radiația gama a ^{198}Au. Standardele secundare sunt indicate în tabelul 4.1.

Poziția vârfurilor depinde de direcția pe care pătrund radiațiile gama în detector, deoarece calibrarea și măsurarea trebuie să se facă în așa fel încât radiațiile gama să pătrundă în detector pe aceeași direcție.

Tabelul 4.1

Radiații gama utilizate ca standarde de calibrare a energiei

Sursa	Energia (KeV)	Sursa	Energia (KeV)
^{241}Am	59,536 ± 0,001	^{192}Ir	468,060 ± 0,010
^{109}Cd	88,034 ± 0,010	Anihilare	511,003 ± 0,002
^{182}Ta	100,106 ± 0,001	^{207}Bi	569,690 ± 0,030
^{57}Co	122,046 ± 0,020	^{208}Tl	583,139 ± 0,023
^{144}Ce	133,503 ± 0,020	^{192}Ir	604,378 ± 0,020
^{57}Co	136,465 ± 0,020	^{192}Ir	612,430 ± 0,020
^{141}Ce	145,442 ± 0,010	^{137}Cs	661,615 ± 0,030
^{182}Ta	152,435 ± 0,004	^{54}Mn	834,840 ± 0,050
^{139}Ce	165,852 ± 0,010	^{88}Y	898,023 ± 0,065
^{182}Ta	179,393 ±0,003	^{207}Bi	1063,655 ± 0,040
^{182}Ta	222,110 ± 0,003	^{60}Co	1173,231 ± 0,030
^{212}Pb	238,624 ± 0,008	^{22}Na	1274,550 ± 0,040
^{203}Hg	279,179 ± 0,010	^{60}Co	1332,508 ± 0,015
^{192}Ir	295,938 ± 0,010	^{140}La	1596,200 ± 0,040
^{192}Ir	308,440 ± 0,010	^{124}Sb	1691,022 ± 0,040
^{192}Ir	316,490 ± 0,010	^{88}Y	1836,127 ± 0,050
^{131}I	364,491 ± 0,015	^{208}Tl	2614,708 ± 0,050
^{198}Au	411,792 ± 0,008	^{24}Na	2754,142 ± 0,060

Calibrarea eficacității

Orice măsurătoare a vitezei absolute de emisie a radiațiilor gama necesită cunoașterea eficacității detectorului. Viteza de emisie pentru o sursă punctiformă poate fi atunci calculată măsurând aria de sub vârful de absorbție totală obținut într-un anumit interval de timp și determinând unghiul solid din dimensiunile detectorului și distanța sursă-detector.

Datorită diferitelor modificări ce se pot produce în detector după o funcționare îndelungată, este necesară o calibrare periodică a eficacității utilizând surse calibrate prin alte mijloace. Calibrarea se face pentru energii gama ce acoperă domeniul de interes pentru a permite construirea curbei experimentale a dependenței eficacității de energie.

Drept surse de calibrare se utilizează ^{226}Ra în amestec cu produși de dezintegrare sau ^{152}Eu ce are domeniu larg de energii și un timp de viață convenabil (13 ani).

4. 8. Detectori cu urme

Detectorii cu urme au proprietatea de a materializa traiectoria particulelor cu sarcină electrică. Pe aceste urme se pot face o serie de măsurători care nu sunt posibile cu detectorii prezentați până aici și anume: lungimea traiectoriei, forma traiectoriei, curbura acesteia într-un câmp magnetic, pierderea de energie pe unitatea de parcurs, se pot identifica reacții nucleare produse de particula respectivă și se poate găsi numărul particulelor rezultate din reacție, distribuția unghiulară și energetică a acestora.

Din categoria detectorilor cu urme fac parte: emulsia nucleară, camerele cu ceață, camera cu bule, camerele cu scânteie. Ultimele camere se utilizează numai cu acceleratori, deci în fizica energiilor înalte. În domeniul energiilor tipice pentru fizica nucleară (de ordinul lui 10^2 MeV) se utilizează doar emulsia nucleară și camera Wilson.

4.8.1 Emulsia nucleară

Utilizarea emulsiei în fizica nucleară a început odată cu descoperirea radioactivității, care a fost observată prima dată prin metoda fotografică. O nouă eră în utilizarea emulsiei fotografice a început cu experimentele lui *Kinoshita* și *Reingnum* care au reușit să identifice urmele individuale lăsate de trecerea particulei α prin emulsie. Pe măsura dezvoltării fizicii nucleare a apărut necesitatea unui instrument sensibil cu ajutorul căruia să se poată măsura caracteristicile particulelor emise în anumite reacții. Urmele protonilor lenți au fost detectate pentru prima dată în 1925 iar în anii următori, datorită îmbunătățirii calității și a grosimii straturilor de emulsie s-au putut înregistra protoni rapizi până la 50 MeV. Densitatea de granule în urma lăsată de proton era mai mică decât în urma particulei α de aceeași viteză și curând s-a stabilit definitiv că densitatea de granule din urme este o funcție de ionizarea specifică pe care o produce particula la trecerea prin substanță.

Primele experimente s-au făcut cu particule emise prin dezintegrare și atenția s-a îndreptat asupra distribuției unghiulare și energetice a produșilor de dezintegrare. Intensitatea mică a radiațiilor provenite de la sursele radioactive au îngreunat simțitor aceste măsurători. Mai târziu, emulsiile au fost expuse la radiația cosmică pe munți și în baloane ducând astfel la descoperirea neutronilor rapizi din radiația cosmică simultan cu experimentele făcute cu camera de ceață.

În astfel de experimente s-au pus în evidență pentru prima dată "stele" produse prin interacțiunea radiației cosmice cu nucleele din fotoemulsie.

Odată cu posibilitatea obținerii fasciculelor colimate de protoni, deuteroni și particule α de la acceleratori, a devenit posibil să se coreleze parcursul rezidual (cel pe care îl mai are de străbătut particula până la oprire) al particulelor în emulsie și densitatea de granule cu masa, sarcina și energia particulelor incidente; aceste urme calibrate au fost apoi folosite pentru determinarea energiei particulei emise într-o anumită dezintegrare, sau reacție.

Studiile de acest fel s-au dezvoltat mult atunci când s-au produs noi tipuri de emulsie care conțin o concentrație mai mare de halogenură de Ag, cu care se pot obține urme mult mai dese și, prin urmare, mult mai bine definite. Totuși, metoda fotoemulsiei a fost limitată, până în 1948, la detecția particulelor cu viteze $v \leq 0{,}4c$. În 1948 s-au fabricat primele așa numite emulsii sensibile la electroni (sau la minimul de ionizare) cu care se pot înregistra toate particulele încărcate, indiferent de viteza lor.

O altă etapă importantă în dezvoltarea emulsiilor a fost introducerea tehnicii care face posibilă măsurarea difuziei multiple pe urmele particulelor. Această tehnică este indispensabilă pentru măsurarea masei particulelor relativiste; pentru particulele de energie mică, ea completează măsurătorile de ionizare și parcurs.

Cel mai mare succes al metodei fotoemulsiilor îl constituie descoperirea particulelor instabile. În 1947 a fost descoperit mezonul π negativ și puțin după aceea pionul pozitiv. După aceea, un mare număr de particule instabile, cum ar fi mezonii K și hiperoni, au fost detectate și li s-au studiat proprietățile cu ajutorul emulsiei nucleare. Aceste lucrări sunt legate mai mult de fizica particulelor de mare energie, dar emulsiile nucleare au fost și sunt folosite cu succes în domeniul fotodezintegrărilor, fisiunii, etc. Emulsiile nucleare se utilizează cu succes și în biochimie, biofizică, medicină și mineralogie.

Procesul fotografic

Fotoemulsia constă din granule de halogenură de Ag, în special Ag Br, suspendate în gelatină. Pe lângă aceste elemente, ea mai conține mici impurități de sulf care favorizează procesul fotografic. Bromura de argint este un cristal care conține ioni de argint Ag^+ și ioni de Br^- distribuiți astfel încât fiecare ion de Ag este înconjurat uniform de șase ioni de Br, iar fiecare ion de Br este înconjurat de șase ioni de Ag. Particulele încărcate, interacționând cu electronii atomici, produc ionizarea atomilor. Electronul astfel eliberat trece din zona de valență a cristalului de AgBr în zona de conductibilitate a acestuia, lăsând după el un gol. Electronul din zona de conductibilitate poate fi captat de impuritățile de sulf existente în cristal. Sulful poate capta doi electroni devenind astfel un ion cu două sarcini negative S^{2-}. Prin pierderea unui electron, ionul negativ de

Br se transformă într-un atom neutru de Br. Rămân astfel ionii pozitivi de Ag care, posedând o oarecare mișcare liberă, sunt atrași de ionii negativi de sulf S^{2-}.

Se formează astfel un centru de developare. Prin captarea unui ion de Ag, sarcina negativă a acestui centru se micșorează, dar sulful captează alți electroni și procesul continuă până la captarea tuturor electronilor din zona de conductibilitate și neutralizarea completă a centrului de atomii de Ag. Când acumularea de atomi de Ag devine considerabilă, ei formează așa numita imagine latentă care poate fi făcută vizibilă după developare. Procesul developării chimice poate fi considerat ca o continuare (o desăvârșire) a procesului prin care se formează imaginea latentă.

Păstrarea emulsiei

Pentru păstrarea emulsiei, înainte și după expunere și desigur și după prelucrare (developare), sunt necesare o serie de precauțiuni, deși după developare acestea sunt mai puțin esențiale. Emulsia trebuie să fie apărată de radiația de fond. În unele cazuri este necesară ștergerea fondului înregistrat înainte de expunere. Emulsia fiind higroscopică, este important ca înainte de expunere să fie menținută la o umiditate mică și controlată. Rezultate bune dă o umiditate de 60%. Pentru ca emulsia să-și păstreze forma și rigiditatea, ea trebuie să fie păstrată la o temperatură mult mai mică decât punctul de topire al gelatinei (45°C). În acest sens, ea se păstrează în frigidere, protejată împotriva uscării. Contactul cu metale ca Al, Cu sau Fe duce la tulburarea și, câteodată, la descompunerea emulsiei. După developare, pericolul cel mai mare îl constituie uscarea emulsiei care duce la descompunerea ei și de aceea ea trebuie păstrată în containere în care să se mențină o umiditate de 60%.

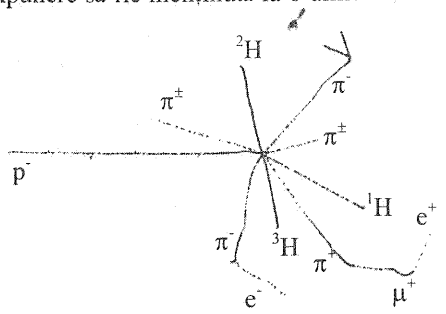


Fig.4.33 Interactiunea unui antiproton cu un nucleu din emulsie

Impregnarea emulsiei

Compoziția emulsiei depinde de firma producătoare. După cum am arătat, ea conține în general Ag, Br, I, C, H, O, N, S. Emulsiile nucleare se folosesc fie ca detector fie, și aceasta în majoritatea cazurilor, atât ca detector cât și ca țintă. Probabilitatea ca o anumită reacție să aibă loc pe un nucleu cu Z și A dat depinde de concentrația acestuia în emulsia respectivă. De aceea, în funcție de scopul folosit, se poate mări concentrația unui anumit element, care

există deja în compoziția emulsiei sau să se introducă alte elemente. Introducerea altor nuclee decât cele conținute în emulsie, se face prin impregnarea acesteia în soluția substanței respective. Timpul de impregnare depinde de concentrația substanței respective, pH-ul soluției și temperatura ei, concentrația necesară a substanței respective în emulsie și grosimea emulsiei. Prin acest procedeu, sau altele folosite, se obține o distribuție mai mult sau mai puțin uniformă a nucleelor adăugate în emulsie. De aceea nu se poate identifica nucleul pe care a avut loc reacția decât în cazul când evenimentul respectiv are un aspect caracteristic (de exemplu: forma de ciocan obținută prin dezintegrarea Be^8 în două particule α). Analiza "stelelor" complicate, cu multe raze (urmele particulelor încărcate) (Fig.4.33), a arătat că acestea pot să aparțină atât nucleelor ușoare cât și celor grele existente în fotoemulsie, doar unele din "stele" a căror număr de raze depășește numărul protonilor nucleelor ușoare pot fi atribuite cu siguranță nucleelor grele. De aceea, în fiecare caz, trebuie o muncă laborioasă pentru a decide exact, atunci când ne interesează, natura nucleului țintă.

Marcarea emulsiei

Emulsiile nucleare pot avea grosimi de până la 1000-2000 μm și pot fi obținute de la început lipite (sau nu) pe plăci de sticlă. Dimensiunile straturilor de emulsie sunt limitate de apariția deformațiilor și posibilitatea studierii în bune condițiuni cu ajutorul microscopului. De fapt, cel mai comod, atunci când sunt necesare grosimi mari, este de a forma topuri (camere de emulsie) prin așezarea unul peste altul a straturilor de grosime 400-600 μm. Dimensiunile straturilor de emulsie pot fi oricare, cele mai obișnuite au dimensiuni cuprinse între 2,5 x 8 și 2,5 x 40 cm^2.

O problemă care se ridică atunci când se folosesc camere de emulsie este aceea a urmăririi traiectoriei particulelor ce trec dintr-un strat de emulsie în altul. Pentru exactitatea urmăririi traseelor dintr-un strat în altul este necesar, în primul rând, ca în timpul iradierii camerei straturile de emulsie să fie foarte bine strânse, lipite unul de altul, pentru a nu exista straturi de aer între ele. În al doilea rând, se imprimă o rețea de coordonate pe fiecare strat de emulsie în aceeași poziție. Dimensiunile unei celule a rețelei sunt de oicei de 1×1 mm^2. Fiecare celulă are marcat mijlocul printr-un + și are imprimate două numere: unul indicând coloana și celălalt linia corespunzătoare celulei respective în rețea. După imprimarea acestei rețele, fiecare strat se numerotează în ordinea marcării lui, deci și în ordinea în care se află în cameră, începând de sus în jos.

Procesul de prelucrare

Pentru a se putea măsura cu precizie numărul de particule ionizante ce străbat emulsia, precum și pentru a putea face măsurători de parcurs, ionizare și

difuzie multiplă, trebuie ca emulsia să fie uniformă pe întreg volumul. Straturile subțiri (cu grosime < 100 μm) pot fi prelucrate la fel ca filmele sau plăcile fotografice. Pentru emulsiile groase ce se folosesc de obicei în experimente cu particule de mare energie, developarea uniformă pe întreg volumul ridică proleme, deoarece agenții chimici trec prin suprafața stratului emulsiei în interiorul lui, numai printr-o difuzie lentă.

Examinarea

Emulsiile fotografice se studiază cu ajutorul microscopului. Microscoapele trebuie să fie binoculare cu mișcări precise pe orizontală și verticală. Microscoape pentru diferite măsurători speciale pe urmele din fotoemulsie se construiesc special de anumite firme.

În funcție de procesul studiat, se poate folosi una din următoarele două metode de examinare: examinare pe suprafață și examinare pe urmă.

a) *Examinarea pe suprafață* constă în căutarea cu ajutorul microscopului a unui anumit eveniment într-un anumit volum al emulsiei, cercetând fiecare portiune a emulsiei, pe toată suprafața și volumul necesar. Când se face examinarea pe suprafață este necesar să se facă corecțiile corespunzătoare care țin seama de eficacitatea observării evenimentului de tipul respectiv.

b) *Cercetarea pe urmă* constă în urmărirea traseului particulei încărcate de la intrarea în emulsie până la oprire, interacțiunea cu nucleele fotoemulsiei, dezintegrarea în zbor sau ieșirea din stratul de emulsie. Această metodă permite să se studieze acele interacțiuni nucleare din zbor sau la oprire , care se observă greu în cazul cercetării pe suprafață. Acest mod de cercetare este posibil atunci când în fascicul nu există un amestec important de alte particule care să aibă o densitate de granule apropiată cu a urmei de cercetat.

Caracteristicile urmelor

Caracteristicile observabile ale urmelor în emulsie sunt lungimea, direcția și densitatea de ionizare. Caracteristicile urmei depind de natura particulei și de viteza ei, și deoarece aceste caracteristici se pot măsura, apare posibilitatea identificării particulelor. În afara reacțiilor nucleare care pot avea loc la trecerea particulelor prin domeniul de acțiune a forțelor nucleare a nucleelor, particula încărcată mai pierde energie în urma excitării și ionizării atomilor din drumul ei și prin radiație *Cerenkov*. Particula, prin ciocnire cu atomii, suferă o difuzie coulombiană și, ca urmare a acesteia, ea își va schimba de multe ori, câte puțin, direcția parcursului. Energia pierdută, ca urmare a difuziei pe nucleu și pe electronii atomici, este foarte mică pentru orice particulă, cu excepția electronilor. Pierderea medie de energie pe unitatea de parcurs prin ionizare este dată de relația Bethe - Bloch.

Excluzând cazurile rare, când particulele suferă interacțiune nucleară în zbor, particulele se opresc ca urmare a pierderii de energie prin ionizare și parcursul mediu al particulelor cu energie E_p este:

$$R = \int_{E_p}^{0} -\frac{dE}{dE/dx}.$$

Electronii au o probabilitate relativ mai mare să piardă energia prin radiație și, de asemenea, prin ciocnirea cu electronii atomici. De aceea, spre deosebire de particulele grele, fluctuațiile de pierdere a energiei la electroni sunt mai mari și nu are sens să se vorbească de un parcurs mediu.

Densitatea urmei este de asemenea legată direct de pierderea de energie prin ionizare: dar pentru formarea granulelor se cheltuiește numai o parte din pierderea totală de energie prin ionizare. Dacă un electron atomic primește de la particula în zbor o energie mai mare de 5 KeV, el poate ieși din granula în care s-a format și, în loc de a participa la formarea granulei, el își formează propria urmă numită urma electronului δ. Se poate măsura atât densitatea de granule în lungimea urmei cât și densitatea de electroni δ. Densitatea de granule este legată de probabilitatea transferării unei energii mai mici de 5 KeV, în cazul emulsiei, în timp ce densitatea electronilor δ depinde de probabilitatea transferului unei energii mai mari de 5 KeV. Probabilitatea de transferare a unei energii mai mari decât o anumită valoare E_{min} este [19]

$$P(E) = const.\frac{z^2}{v^2}\cdot\frac{1}{E_{min}}.$$

Se vede că densitatea electronilor, δ, proporțională cu probabilitatea de transferare a energiei, este o funcție de sarcina și viteza particulei. Aceeași dependență se realizează și între densitatea liniară de granule și sarcina și viteza particulei (3.13).

Este important de subliniat că trăsăturile observabile ale urmei sunt rezultatul unui număr mare de interacțiuni ale particulelor cu nuclee și atomi în lungul drumului ei. Toate aceste pierderi de energie prin interacțiune și schimbările de direcție au un caracter probabilistic și se adună statistic, astfel că, la sfârșit, se obțin caracteristici medii reprezentate prin mărimile: pierderea medie de energie pe unitatea de parcurs - *dE/dx* , parcursul *R* și unghiul mediu de împrăștiere multiplă θ_m.

Măsurarea parcursului

Parcursul unei particule încărcate este parametrul care se poate măsura cu cea mai mare precizie. Datorită diferitelor schimbări pe care le poate suferi emulsia în timp, lungimea parcursului trebuie raportată la starea emulsiei în

momentul iradierii, deci înainte de developare. Pentru aceasta, se măsoară grosimea fiecărui strat de emulsie imediat după expunere și înainte de developare. În momentul măsurării unui anumit parcurs se măsoară și grosimea stratului de emulsie. Raportând cele două valori găsite pentru grosimea stratului de emulsie se găsește așa numitul factor de contracție, notat de obicei cu S, care ne permite să găsim lungimea corespunzătoare a parcursului în momentul iradierii:

$$S = \frac{G}{G'}$$

unde G este grosimea stratului de emulsie înainte de developare, iar G' este grosimea aceluiași strat în momentul efectuării măsurătorii.

La măsurătorile de parcurs se deosebesc două cazuri:

a) măsurători de parcursuri lungi (mai mari de 2 mm)

b) măsurători de parcursuri scurte (mai mici de 2 mm)

Atunci când parcursul de măsurat este mai lung de 2 mm evaluarea lungimii parcursului se face cu ajutorul formulei

$$R = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2}$$

Diferențele Δx, Δy și Δz se evaluează utilizând ca reper cifrele corespunzătoare ale rețelei imprimate pe straturile de emulsie, în punctele de început și de sfârșit a traiectoriei. Lungimea parcursurilor mai mici de 2 mm se evaluează măsurându-se, cu ajutorul micrometrului ocular, lungimea proiecției urmei în plan orizontal și adâncimea urmei, adică diferența de adâncime între cele două capete ale urmei.

Relația parcurs - energie

Pentru a găsi legătura dintre parcursul în emulsie și energia particulei s-au efectuat multe măsurători experimentale de parcursuri corespunzătoare particulelor cu masă și impuls cunoscut. Pentru interpolare, între punctele măsurate, s-au presupus diferite relații empirice și s-au făcut diverse calcule teoretice pe baza relației Bethe-Bloch.

Datorită faptului că, pe măsură ce își pierd energia, particulele sunt difuzate din ce în ce mai mult, traiectoria lor se abate tot mai mult de la o linie dreaptă. Pentru a evalua valoarea reală a parcursului, trebuie să se introducă o corecție care să țină seama de această difuzie coulombiană. Corecția la parcurs este cu atât mai mare cu cât energia particulei este mai mică.

Măsurarea pierderii de energie prin ionizare.

Formarea urmei developate depinde nu numai de cantitatea de enegie, pierdută de particulă și absorbită de AgBr, distribuită în lungul urmei prin mecanismul formării imaginii latente, dar și de procesul de developare în timpul căruia se formează aglomerările de granule.

De obicei, se presupune că numărul granulelor revelate separat una de alta, pe unitatea de lungime a urmei, este proporțional cu pierderea de energie de către particulă. Și în acest caz se utilizează curbe de etalonare corespunzătoare care dau pierderea de energie pe unitatea de parcurs în funcție de numărul de granule pe aceeași lungime.

Măsurători de difuzie coulombiană multiplă

Astfel de măsurători sunt foarte laborioase și necesită microscoape construite special în acest scop. O particulă încărcată care se mișcă într-un mediu material suferă interacțiuni electrice cu nucleele și electronii atomilor printre care trece. Ca urmare a acestor interacțiuni, ea își schimbă mereu și câte puțin direcția de mișcare. Acest fenomen poartă numele de difuzie coulombiană multiplă. Schimbarea de direcție produsă ca urmare a acestor interacțiuni depinde de sarcina, viteza și impulsul particulei. Datorită acestui lucru, din măsurătorile efectuate asupra schimbării direcției de mișcare a particulei se pot obține informații asupra masei și energiei particulelor încărcate. Deoarece măsurătorile de difuzie multiplă se fac în general pe urme corespunzătoare particulelor de energie mare, nu vom intra în amănunte privitoare la tehnica de măsurare.

În afara emulsiei nucleare cu proprietățile menționate mai sus, care permite înregistrarea urmelor individuale ale particulelor și efectuarea de măsurători de parcurs, densitate de ionizare și difuzie coulombiană multiplă, în diferite aplicații se utilizează și emulsiile fotografice obișnuite. De exemplu, în radiografii cu radiații X sau gama și la dozimetre. În astfel de aplicații interesează înnegrirea totală a emulsiei ca urmare a acțiunii radiațiilor ionizante.

4.8.2 Camerele cu ceață

Funcționarea camerelor cu ceață se bazează pe principiul descoperit de *Wilson* conform căruia ionii produși de o particulă încărcată cu energia cinetică suficient de mare, la trecerea printr-un gaz ce conține vapori suprasaturați, constituie centre de condensare a acestor vapori. Starea de suprasaturație este o stare metastabilă ce se realizează atunci când în amestecul de vapori - gaz presiunea vaporilor este mai mare decât presiunea vaporilor saturați la temperatura respectivă. Mărimea suprasaturației *S* se definește ca raportul dintre densitatea vaporilor suprasaturați, într-un anumit moment, și densitatea vaporilor saturați la aceeași temperatură. Starea de suprasaturație se poate obține prin mărirea bruscă a volumului, ceea ce se realizează în cazul *camerei Wilson*, dar se poate obține și prin difuzia vaporilor prin gaz dintr-o regiune caldă unde sunt saturați, într-o regiune rece unde devin suprasaturați, lucru ce se realizează în cazul *camerei cu difuzie*. Se știe că la suprasaturații mici, centrele de condensare sunt constituite din particule mici de praf. În 1899 Wilson a atras

atenția asupra faptului că în amestecul vapori - gaz, curățat de praf, condensarea se produce pentru o suprasaturație $S > 4$, dacă prin amestec trec particule ionizante. Puțin mai târziu, *J.J.Thomson* a arătat că, în acest caz, centrele de condensare sunt ionii. S-a arătat apoi că pentru $S > 8$ se formează ceață în întreg volumul iar densitatea ceții este cu atât mai mare cu cât este mai mare suprasaturația. În aceste condiții, condensarea are loc și fără radiațiile ionizante. Prin urmare, ionii pot constitui centre de condensare a vaporilor suprasaturați în condițiile când $4 < S < 8$. Traiectoria particulei ionizante în cameră se materializează sub forma unui șir de picături a căror dimensiune crește până la cele ce pot fi fotografiate. Aceste urme se fotografiază stereoscopic iar pe fotografii se pot face aceleași măsurători ca pe urmele din emulsia nucleară.

Camera Wilson

Prima cameră Wilson pe care s-au înregistrat urme clare de particule a fost construită în 1912. Camera Wilson constă dintr-o incintă umplută cu un gaz și vapori (cea mai simplă combinație este aer și vapori de apă) a cărei volum poate fi mărit rapid cu ajutorul unui piston ce glisează în lungul incintei sau cu un perete mișcător (Fig. 4. 34). Expansiunea adiabatică răcește gazul și aduce vaporii în starea de suprasaturație.

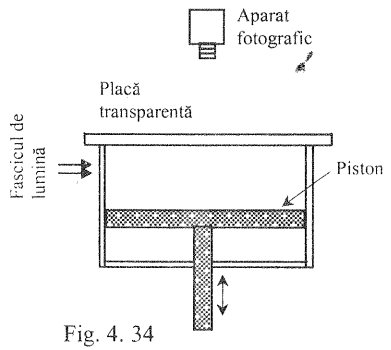


Fig. 4. 34

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \qquad \text{de unde}$$

$$T_1 / T_2 = (V_2 / V_1)^{\gamma-1}$$

Deoarece volumul V_2, obținut după expansiune, este mult mai mare decât volumul inițial V_1,

$$V_2 >> V_1$$

rezultă că temperatura finală T_2, este mult mai mică decât temperatura inițială T_1,

$$T_2 << T_1$$

Presiunea de vapori saturați pe o picătură mică încărcată este mai mică decât pe o suprafață plană. Ca urmare, vaporii se vor condensa în jurul sarcinilor formând picături ale căror dimensiuni cresc rapid. Raportul volumelor necesar pentru a obține condițiile de condensare necesare depinde de natura gazului și a vaporilor: de exemplu, pentru amestecul aer-alcool acest raport este de 1,31 la temperatura de 20° C. Camera Wilson rămâne sensibilă aproximativ 0,1s după expansiune. Înaintea începerii unui nou ciclu de comprimare - expansiune, ionii

din cameră sunt înlăturați cu ajutorul unui câmp electric de curățare obținut prin aplicarea unei diferențe de potențial între piston și un inel metalic plasat sub capacul camerei. Camera este iluminată cu un fascicul paralel de lumină iar urmele sunt fotografiate stereoscopic pentru a se putea reconstitui evenimentul tridimensional. Pe urmele astfel înregistrate se fac măsurători de lungime a parcursului, de densitate de ionizare, de împrăștiere coulombiană multiplă. Când se urmărește determinarea impulsului particulelor, camera este introdusă într-un câmp magnetic. În aceste condiții impulsul particulei este:

$$p = qBr$$

unde q este sarcina electrică a particulei iar r raza traiectoriei descrisă de particulă în câmpul de inducție B. Precizia măsurării curburii traiectoriei este limitată de turbulența din cameră și de împrăștierea coulombiană multiplă. Corelarea tuturor măsurătorilor permite să se determine energia particulelor, impulsul, masa, viteza, mărimea și semnul sarcinii electrice.

Camera cu difuzie

Camera cu difuzie a apărut din necesitatea de a mări timpul de sensibilitate al camerei Wilson. Ea constă dintr-o incintă acoperită cu un capac transparent prin care se face fotografierea stereoscopică. Sub capac, prin niște jghiaburi se introduc vapori saturați în incintă. Capacul este încălzit. La partea inferioară, incinta este închisă cu un capac din cupru masiv care este răcit cu gheață carbonică (Fig. 4.35). În felul acesta, între capacul superior și cel inferior se realizează un gradient de temperatură. Vaporii difuzează prin gaz dintr-o regiune caldă unde sunt saturați, într-o regiune rece unde devin suprasaturați. Ca urmare, camera cu difuzie nu va fi sensibilă în tot volumul ei, ci într-o anumită regiune unde este îndeplinită condiția de suprasaturație. Plecând de la peretele cald spre cel rece, suprasaturația crește și va exista o regiune în care să fie îndeplinită condiția $4 < S < 8$ în care condensarea va avea loc pe ionii produși de particulele încărcate ce trec prin cameră. Pentru a se realiza

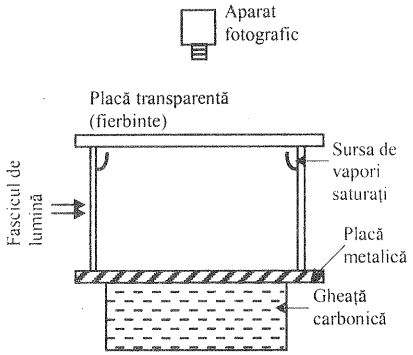


Fig. 4. 35

stabilitatea urmelor, este necesar ca gradientul de temperatură să fie paralel cu forța de greutate iar difuzia să se facă de sus în jos deci capacul superior al camerei să fie cald iar cel inferior rece. Camera cu difuzie are o sensibilitate continuă. Iluminarea camerei, fotografierea și măsurătorile pe urme se fac ca și la camera Wilson.

Întrebări

1. Care este principiul de funcționare a camerei de ionizare ?
2. Care sunt aplicațiile camerei de ionizare ?
3. Descrieți mecanismul multiplicării sarcinilor în contorul GM.
4. Definiți timpii caracteristici ai contorului GM.
5. Faceți o paralelă între modul de funcționare și informațiile ce se pot obține de la fiecare din detectorii bazați pe culegerea sarcinilor produse de particulele ionizante în gaz.
6. Care sunt părțile componente ale unui detector cu scintilații ?
7. Care sunt principalele proprietăți pe care trebuie să le aibă o substanță pentru a fi utilizată ca scintilator ?
8. Care este rolul fotomultiplicatorului în detectorul cu scintilații ?
9. Ce etape presupune procesul de înregistrare a radiațiilor cu ajutorul contorului cu scintilații ?
10. Care sunt principalele vârfuri dintr-un spectru al radiațiilor gama și care este distanța dintre ele ?
11. Care este mecanismul de înregistrare a radiațiilor cu ajutorul detectorului cu semiconductori ?
12. Care sunt mărimile ce determină lărgimea zonei active a detectorului cu semiconductori ?
13. Faceți o comparație între spectrele radiațiilor gama emise de aceeași sursă și înregistrate cu contorul cu semiconductori și contorul cu scintilație.
14. Ce detectori cu urme cunoașteți și ce avantaje prezintă ?

5

MODELE NUCLEARE

5.1 Introducere

Pe baza proprietăților nucleelor, rezultate din măsurarea maselor și energiilor de legătură, timpilor de viață, a momentelor cinetice și magnetice, din studiul stabilității nucleare, s-a încercat elaborarea unui model nuclear care să le explice corespunzător. Până în prezent, nu s-a găsit un astfel de model dar s-au elaborat mai multe modele, fiecare putând explica un număr mai mic sau mai mare de proprietăți ale nucleului. Dintre modelele cu o arie mai largă de aplicare menționăm: modelul gazului Fermi; modelul picătură al nucleului; modelul păturilor nucleare; modelul generalizat sau unificat; modelul optic al nucleului.

Ne vom ocupa doar de modelul picătură al nucleului, modelul păturilor nucleare, precum și de modelul unificat al nucleului.

5.2 Modelul picătură al nucleului

Acest model a fost elaborat de *N.Bohr* pe baza analogiei dintre nucleu și picătura de lichid. Această analogie s-a referit inițial la două proprietăți ale nucleului și anume:

1. *Densitatea nucleară constantă.* După cum am aratat în primul capitol, densitatea în interiorul nucleului este constantă. Această proprietate aseamănă nucleul cu o picătură de lichid în interiorul căreia densitatea este constantă deoarece lichidele sunt incompresibile. Lichidele fiind incompresibile, densitatea din interiorul picăturii va fi aceeași, indiferent de dimensiunile picăturii. Același lucru s-a observat și în cazul nucleelor (Fig. 1.5).
2. *Proporționalitatea între energia de legătură a unui nucleu și numărul A de nucleoni din nucleu.* Această proporționalitate rezultă din curba de variație a

energiei de legătură per-nucleon cu numărul de masă (vezi Fig.1.2) ce arată că pentru nucleele medii și grele (E_{leg}/A) = const., deci E_{leg}= const.·A. Dar E_{leg} este egală numeric cu energia necesară desfacerii nucleului în nucleonii componenți. Într-o picătură de lichid energia necesară evaporării totale (deci desfacerii picăturii în moleculele componente) este proporțională cu masa picăturii și, ca urmare, cu numărul de molecule din picătură: $Q = \lambda\, m$, iar m este proporțional cu numărul N de molecule.

Modelul picătură aproximează nucleul cu o sferă de rază R și densitate ρ constantă. Această sferă, la fel ca picătura de lichid încărcată electric, poate să se deformeze sau să execute o mișcare de rotație în jurul unei axe proprii. Aria suprafeței nucleului se poate scrie sub forma:

$$S = 4\pi R^2 = 4\pi r_0^2 A^{2/3}, \quad \text{iar volumul,} \quad V = (4\pi/3)R^3 = (4\pi/3)r_0^3 A$$

Cel mai important rezultat al acestui model este formula pentru energia de legătură a nucleului stabilită de *Weizsäcker* pe cale semiempirică.

$$E_{leg} = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{sim} \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta\,. \qquad (5.1)$$

Primul termen din această formulă pleacă de la faptul că E_{leg} = *const.*·A, și având în vedere că volumul nucleului este proporțional cu A, acest termen se numește *termenul de volum*. Această proporționalitate, respectându-se numai pentru nucleele medii și grele, modelul picatură al nucleului este valabil numai pentru astfel de nuclee. Următorii termeni constituie corecții la acesta, datorate diferitelor efecte. Prima corecție are în vedere faptul că nucleonii de la suprafața nucleului interacționează cu un număr mai mic de nucleoni decât cei din interior. Ca urmare, energia de legătură a nucleului se micșorează cu o valoare proporțională cu numărul de nucleoni de la suprafața lui, deci proporțională cu suprafața nucleului. Acest efect de suprafață poate fi asemănat tensiunii superficiale de la picătura de lichid. Acest termen se numește *termen de suprafață* sau *energie de suprafață*:

$$E_s = a_s A^{2/3}\,. \qquad (5.2)$$

A doua corecție are în vedere faptul că între protonii din nucleu se exercită forțe de repulsie coulombiană ce au ca efect micșorarea energiei de legătură. Energia de repulsie coulombiană poate fi calculată aproximând nucleul cu o sferă în care sarcina electrică are o distribuție uniformă, de densitate ρ_e.

Delimitând, la distanța r de centrul nucleului, o pătură sferică de grosime dr, energia de interacțiune coulobiană între sfera de rază r și pătura sferică va fi :

$$\Delta E_c = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{4\pi r^3}{3}\cdot\frac{\rho}{r}\cdot 4\pi r^2 dr\rho = \frac{(4\pi)^2}{3}\cdot\frac{\rho^2}{4\pi\varepsilon_0} r^4 dr$$

iar energia coulombiană totală va fi:

$$E_c = \frac{(4\pi)^2}{3}\cdot\frac{\rho^2}{4\pi\varepsilon_0}\int_0^R r^4 dr = \frac{(4\pi)^2}{3}\cdot\frac{\rho^2}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{R^5}{5}$$

Înmulțind și împărțind ultima expresie cu 3 R rezultă:

$$E_c = \left(\frac{4\pi R^3}{3}\right)^2\cdot\frac{\rho^2}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{3}{5R} = \frac{3}{5}\cdot\frac{Q^2}{R}\cdot\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = \frac{3}{5}\cdot\frac{(Ze)^2}{R}\cdot\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$$

Ceea ce se poate scrie sub forma

$$E_c = a_c'\frac{Z^2}{R} = a_c\frac{Z^2}{A^{1/3}} \qquad (5.3)$$

Având în vedere că fiecare proton din nucleu interacționează cu ceilalți $(Z-1)$ protoni, în loc de Z^2 se poate scrie $Z(Z-1)$. Acest termen se numește *termen coulombian* sau *energie coulombiană*.

A treia corecție, numită *termen de simetrie*, are în vedere distribuția nucleelor stabile (deci cu energia de legătură cea mai mare) față de dreapta $N = Z$ în sistemul de coordonate (N,Z) (Fig. 1.4). Nucleele cu $Z \neq (A/2)$ sunt mai puțin stabile și efectul scade cu creșterea lui A când stabilitatea se deplasează spre nuclee cu $N > Z$.

$$E_{sim} = a_{sim}\frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} \qquad (5.4)$$

Ultima corecție din (5.1), notată cu δ, are în vedere efectul de paritate discutat în paragraful 1.5. Ca urmare, acest termen are trei valori ce contribuie în mod diferit la valoarea energiei de legătură.

$$\delta = \begin{cases} +a_p A^{-1/2} \\ 0 \\ -a_p A^{-1/2} \end{cases}$$

Prima valoare a lui δ este pentru nucleele par-par, a doua pentru nucleele cu A impar iar ultima valoare este pentru nucleele impar-impar.

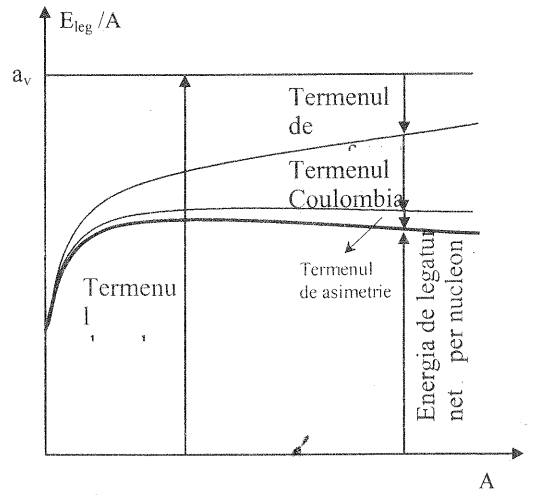


Fig. 5.1

Valorile constantelor s-au stabilit prin compararea valorilor calculate ale energiilor de legătură (sau a maselor) ale nucleelor cu cele determinate experimental, pentru un anumit număr de nuclee, obținându-se:

a_v= 15,4 MeV;
a_s= 17 MeV;
a_c= 0,69 MeV;
a_{sim}= 96 MeV;
a_p= 34 MeV.

Contribuția primilor trei termeni din formula lui Weizsäcker la energia de legătură medie per nucleon este indicată în Fig.5.1.

5.3 Succese ale modelului picătură al nucleului

Dintre succesele mai importante ale acestui model menționăm:

1. Calcularea masei și a energiei de legătură a peste 200 nuclizi stabili și un număr și mai mare de nuclizi instabili;

2. Permite găsirea izobarului stabil în raport cu dezintegrarea beta.

Cum în procesul dezintegrării beta numărul de masă al nucleului nu se modifică, $\Delta A = 0$, iar numărul de sarcină se modifică cu o unitate, $\Delta Z = \pm 1$, nuclidul părinte și fiică sunt izobari. Energia de legătură într-un grup de izobari depinde de Z^2 : $E^{leg} = f(Z^2)$. Această dependență reprezintă grafic o parabolă. Izobarii cei mai stabili se vor situa în apropierea vârfului parabolei unde energia de legătură are valorile cele mai mari. Pentru A impar, o astfel de parabolă este indicată în Fig. 5.2. (Sensul de creștere a E_{leg} este în jos.) Modificarea energiei de legătură în aceste procese se face ca urmare a modificării sarcinii electrice (a numărului de ordine Z) a nuclidului. Astfel, un nuclid va fi stabil în raport cu

dezintegrarea beta dacă energia lui de legătură nu se modifică la modificarea lui Z. Impunând această condiție:

$$\frac{\partial E_{leg}}{\partial z} = 0\,; \qquad \text{adică} \quad \frac{\partial}{\partial z}\left[a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_{sim} \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} \right] = 0 \tag{5.5}$$

se obține:

$$2a_c \frac{Z}{A^{1/3}} - 2a_{sim} \frac{\frac{A}{2} - Z}{A} = 0; \quad Z\left[\frac{a_c}{A^{1/3}} + \frac{a_{sim}}{A} \right] = \frac{a_{sim}}{2}$$

de unde

$$Z = \frac{A a_{sim}}{2\left(a_c A^{2/3} + a_{sim}\right)}\,. \tag{5.6}$$

Aceasta formulă poartă numele de *formula lui Metropolis.* Izobarul Z dat de

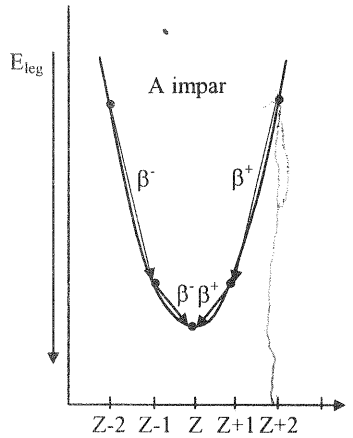


Fig. 5.2

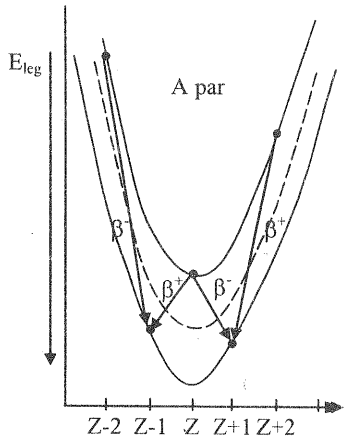


Fig. 5.3

această formulă se află în apropierea vârfului parabolei. Cei cu Z mai mare se află pe ramura din dreapta iar cei cu Z mai mic pe ramura din stânga (Fig.5.2). (Sensul de creștere a energiei de legătură este indicat de săgeata verticală din

stânga). Ei sunt mai puțin stabili decât cel din vârful parabolei și, în urma dezintegrării beta, tind să treacă în cel mai stabil, micșorând valoarea lui Z (cei de pe ramura din dreapta) sau mărind valoarea lui Z (cei de pe ramura din stânga). Astfel, nuclizii de pe ramura stângă a parabolelor vor fi β^- activi iar cei de pe ramura dreaptă vor fi β^+ activi.

3. Explică prezența unui număr mare de perechi de izobari stabili în raport cu dezintegrarea β pentru care $\Delta Z = 2$ și un număr mic cu $\Delta Z = 1$.

Explicația se bazează pe faptul că, datorită celor trei valori ale lui δ, reprezentarea grafică a dependenței energiei de legătură de Z va consta, în general, din trei parabole și anume două parabole (Fig. 5.3) pentru A par și una pentru A impar. Izobarii cei mai stabili sunt cei cu energia de legătură cea mai mare, deci cei din vârful parabolelor sau din apropierea vârfurilor. Pentru un anumit A par este posibil ca un nuclid să se situeze în vârful parabolei de sus. Izobarii cu numărul de ordine mai mare și mai mic cu o unitate se vor afla pe parabola de jos și este posibil să fie situați sub vârful parabolei de sus, deci mai stabili. Ca urmare este posibil ca nuclidul din vârful parabolei impar-impar să se poată dezintegra atât β^+ cât și β^- transformându-se în unul din cei doi nuclizi de pe parabola par-par ale căror numere de ordine diferă cu două unități. Aceștia nu se mai pot dezintegra beta, deoarece ar însemna să treacă într-un nuclid situat pe parabola superioară, deci cu energie de legătură mai mică. Dar se știe că procesele naturale se produc numai în sensul creșterii energiei de legătură.

4. Explică instabilitatea nucleelor de la sfârșitul sistemului periodic al elementelor în raport cu dezintegrarea alfa.

În dezintegrarea alfa

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow \alpha\left({}^{4}_{2}He\right) + {}^{A-4}_{Z-2}Y , \qquad (5.7)$$

deci $\Delta A = -4$; $\Delta Z = -2$. Un sistem instabil evoluează spre unul mai stabil, deci cu o energie de legătură mai mare, emițând energia de excitare ce este egală cu diferența dintre energia de legătură în starea finală și energia de legătură în starea inițială. Această diferență este egală cu energia de reacție și se scrie sub forma:

$$Q = \left[m_X - \left(m_{He} + m_Y\right)\right]c^2 = \left[E_{leg}(\alpha) + E_{leg}(Y)\right] - E_{leg}(X) = E_{leg}(\alpha) + \Delta E_{leg} \quad (5.8)$$

Dacă procesul are loc în sensul arătat mai sus, atunci Q este pozitiv, deci este vorba de un proces exoenergetic.

$E_{leg}(\alpha) = 28{,}3MeV$ iar $\Delta E_{leg} = \dfrac{\partial E_{leg}}{\partial Z}\Delta Z + \dfrac{\partial E_{leg}}{\partial A}\Delta A$. (5.9)

Evaluând cei doi termeni,

$$\frac{\partial E_{leg}}{\partial A}\Delta A = -4\left[a_v - \frac{2}{3}a_s A^{-1/3} + \frac{1}{3}a_c\frac{Z^2}{A^{4/3}} - a_{sim}\frac{\left(\frac{A}{2}-Z\right)}{A} + a_{sim}\frac{\left(\frac{A}{2}-Z\right)^2}{A^2}\right]$$

$$\frac{\partial E_{leg}}{\partial Z}\Delta Z = -2\left[2a_c\frac{Z}{A^{1/3}} - 2a_{sim}\frac{\left(\frac{A}{2}-Z\right)}{A}\right],$$

se obține:

$$\Delta E_{leg} = -4a_c\frac{Z}{A^{1/3}} + 4a_{sim}\frac{\left(\frac{A}{2}-Z\right)}{A} - 4a_v + \frac{8}{3}a_s A^{-1/3} - \frac{4}{3}a_c\frac{Z^2}{A^{4/3}} +$$

$$+ 4a_{sim}\frac{\left(\frac{A}{2}-Z\right)}{A} - 4a_{sim}\frac{\left(\frac{A}{2}-Z\right)^2}{A^2} = 8a_{sim}\frac{\left(\frac{A}{2}-Z\right)}{A} - \qquad (5.10)$$

$$- 4a_v + \frac{4}{A^{1/3}}\left[\frac{2}{3}a_s - a_c Z\right] - \frac{4}{3}a_c\frac{Z^2}{A^{4/3}} - 4a_{sim}\frac{\left(\frac{A}{2}-Z\right)^2}{A^2}$$

Condiția $Q > 0$, în aproximația $Z \cong A/2$, se realizează pentru $A > 150$. Totuși, pentru $A < 200$ puțini nuclizi prezintă activitatea alfa. Radioactivitatea alfa se manifestă la nuclizi cu $A > 200$. Neconcordanța se datorează și faptului că, la nuclee grele, $Z < A/2$.

5. Explică fisiunea simetrică de care ne vom ocupa mai târziu.

5.4 Modelul păturilor nucleare

O serie de rezultate experimentale privind proprietățile nucleului atomic au pus în evidență anumite periodicități care au condus la elaborarea modelului

păturilor nucleare. Contribuția esențială la elaborarea acestui model și-a adus-o *Maria Goeppert Mayer* care a pus în evidență numerele magice.

5.4.1 Rezultate experimentale care au condus la elaborarea modelului păturilor nucleare

Dintre rezultatele experimentale care au condus la elaborarea acestui model menționăm :

1. Variații bruște ale energiei de legătură per-nucleon pentru anumite valori ale numărului de protoni sau neutroni din nucleu. Astfel de variații sunt indicate în Fig. 5.4 pentru nuclee medii și grele. În această figură este indicat modul de variație a energiei necesară pentru îndepărtarea ultimului neutron din

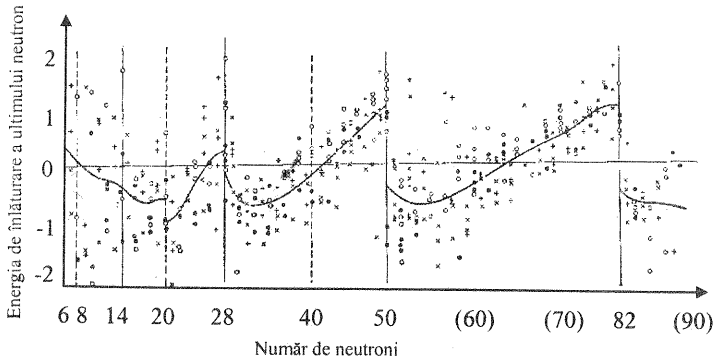


Fig. 5.4 ∘ Z si N pari; • Z impar, N par; × Z par, N impar; + Z si N impari

nucleu (egală cu energia de legătură a acestuia). Se observă variații foarte bruște pentru nucleele al căror număr de neutroni este 20, 28, 50; 82.Variații asemănătoare se obțin și pentru nucleele ușoare cu N sau Z = 2; 8; 20. De exemplu, plecând de la elementul cel mai ușor și adăugând câte un nucleon, energia de legătură a ultimului nucleon suferă o creștere bruscă când se ajunge la ${}^{4}_{2}He$.

$${}^{1}_{1}H + n \rightarrow {}^{2}_{1}H; \qquad {}^{2}_{1}H + p \rightarrow {}^{3}_{2}He; \qquad {}^{3}_{2}He + n \rightarrow {}^{4}_{2}He; \qquad {}^{3}_{2}He \begin{cases} + n \rightarrow {}^{5}_{2}He \\ + p \rightarrow {}^{5}_{3}Li \end{cases}$$

$E_{leg}({}^{2}H)$= 2,2 MeV; $E_{leg}({}^{3}He)$ = 7,7 MeV; $E_{leg}({}^{4}He)$ =28,3 MeV

Se observă că prin adăugarea unui nucleon energia de legătură crește cu 2,2 MeV, 5,5 MeV și respectiv cu 20,5 MeV. Variația energiei de legătură devine negativă când se adăugă un nucleon la ${}^{4}_{2}He$. Elementele obținute, ${}^{5}_{2}He$ și ${}^{5}_{3}Li$, sunt puternic instabile.

2. Răspândirea izotopilor în natură (pământ, atmosferă, meteoriți, Soare). Ultimul nuclid stabil cu $N = Z$ este ${}^{40}_{20}Ca$. El se găsește în proporție de 97% în amestecul natural de izotopi ai calciului. Precedentul nuclid cu $N = Z$ este ${}^{36}_{18}Ar$ ce se găsește în proporție de 0,3 % în amestecul natural de izotopi ai argonului, iar următorul nuclid cu $N = Z$, ${}^{44}_{22}Ti$, nu există în mod natural. Din diagrama Segrè (Fig. 1.4) se constată că, pe măsură ce A crește, nucleele stabile au numărul de neutroni mai mare decât numărul de protoni. Deci ${}^{36}_{18}Ar$ ar trebui să fie mai stabil decât ${}^{40}_{20}Ca$. În realitate, situația se prezintă invers. Aceasta demonstrează că valoarea 20 pentru numărul de protoni și pentru numărul de neutroni conferă nucleelor respective o stabilitate deosebită.

3. Regularități în dezintegrările alfa și beta ale nucleelor.

Dacă în urma unei astfel de dezintegrări se obține un nucleu cu Z = 50; 82, energia emisă este cea mai mare dintr-un anumit lanț de dezintegrări, deși, în conformitate cu modelul picătură al nucleului, energia eliberată în dezintegrarea alfa (și, ca urmare, energia particulei alfa) crește cu creșterea lui Z. Ca exemplu, vom considera lanțul de dezintegrări alfa studiat în laborator:

$${}^{224}_{88}Ra \xrightarrow[5{,}58\,MeV]{\alpha} {}^{220}_{86}Rn \xrightarrow[6{,}28\,MeV]{\alpha} {}^{216}_{84}Po \xrightarrow[6{,}77\,MeV]{\alpha} {}^{212}_{82}Pb \xrightarrow{\beta} {}^{212}_{83}Bi \begin{matrix} \alpha \\ \beta \end{matrix} \left\langle \begin{matrix} {}^{208}_{81}Tl \\ {}^{212}_{84}Po \end{matrix} \right\rangle \begin{matrix} \beta \\ \alpha \end{matrix} {}^{208}_{82}Pb$$

Energiile particulelor alfa emise în acest șir de dezintegrări sunt indicate sub particula respectivă și sunt exprimate în MeV. În ultima dezintegrare alfa,

$${}^{212}_{84}Po \rightarrow {}^{208}_{82}Pb + \alpha,$$

energia particulei alfa emise este de 8,78 MeV.

Rezultatele menționate pun în evidență faptul că nucleele având Z sau N egal cu unul din numerele 2; 8; 20; 50; 82; 126 se bucură de o stabilitate deosebită față de nucleele vecine. Aceste numere au fost numite *numere magice* iar nucleele al căror număr de protoni sau neutroni este un număr magic se numesc *nuclee magice*. Există nuclee care au atât numărul de protoni cât și cel de neutroni număr magic, ca de exemplu ${}^{4}_{2}He$; ${}^{16}_{8}O$; ${}^{40}_{20}Ca$. Astfel de nuclee se numesc *dublu magice* și se bucură de o stabilitate deosebită.

Aceste constatări au condus la concluzia că, la fel ca electronii în atom, nucleonii din nucleu se află pe diferite niveluri energetice, acestea se grupează în pături energetice, iar completarea unei astfel de pături conferă nucleului stabilitate maximă. Având în vedere că numerele magice sunt aceleași și pentru protoni și pentru neutroni, rezultă că păturile protonice se completează independent de cele neutronice.

5.4.2 Ideile de bază ale modelului păturilor nucleare

La elaborarea modelului păturilor nucleare, se cunoștea în mod sigur doar faptul că forțele nucleare ce se exercită între nucleonii din nucleu au raza de acțiune mică. Faptul că numerele magice sunt aceleași pentru protoni și pentru neutroni a condus la ideea că, în nucleu, nucleonii se bucură de o oarecare independență. Ca urmare ideea de bază a modelului în pături a fost că fiecare nucleon se mișcă independent de toți ceilalți într-un câmp ce reprezintă efectul mediei tuturor interacțiunilor cu ceilalți nucleoni și este același pentru fiecare nucleon. Indepedența nucleonilor poate fi justificată de faptul că ei trebuie să satisfacă principiul lui *Pauli*.

Când nucleonii de pe păturile energetice joase, complete, se ciocnesc, ei își vor transfera reciproc energia, dar dacă toate nivelurile energetice sunt completate până la nivelul de valență, nivelurile vecine nu pot accepta un nucleon în plus. Trecerea pe nivelul de valență ar necesita un transfer de energie mult mai mare decât își pot transfera nucleonii din interiorul nucleului. În felul acesta nucleonii din nucleu se pot mișca ca și cum ar fi liberi, în ciuda unui potențial de interacțiune puternic.

Ideea modelului păturilor nucleare a apărut în anii 1927 - 1928, dar dezvoltarea teoretică și aplicarea lui a început în jurul anului 1950, odată cu lucrările *Mariei Goepert-Mayer* de pe o parte și a lui *H. Jensen, Haxel S. Sness* pe de altă parte, care iau în considerare cuplajul spin - orbită și structura fină a nivelurilor energetice nucleare.

Prima și cea mai simplă variantă de model al păturilor nucleare este "*Modelul uniparticulă*" conform căruia nucleonii din orice nucleu cu A impar, cu execpția ultimului nucleon, ocupă păturile energetice în așa fel încât formează un "miez" (o inimă) inert ce nu contribuie deloc la momentele cinetice sau magnetice ale nucleului. Ca urmare, aceste caracteristici vor fi determinate numai de ultimul nucleon impar. Experimentele de împrăștiere a nucleonilor pe nuclee au găsit că forma cea mai potrivită pentru potențialul nuclear este:

$$V(r)=V_0\left[1+\exp\frac{(r-R)}{a}\right]^{-1} \qquad (5.11)$$

cu a = $0{,}5\cdot10^{-13}$cm; $R = 1{,}4\cdot A^{1/3}\cdot 10^{-13}$cm. Valoarea lui V_0 depinde de energia nucleonului dar este aproximativ 50 - 60 MeV.

Obținerea succesiunii nivelurilor energetice cu ajutorul acestui potențial este dificilă, dar la aceleași rezultate se ajunge și prin interpolarea rezultatelor obținute pentru o groapă de potențial infinită de tipul celei a oscilatorului armonic,

$$V(r)=-V_0+\frac{1}{2}Mr^2\omega^2 \qquad (5.12)$$

cu cele obținute pentru o groapă dreptunghiulară, cu adâncime constantă în interiorul nucleului și o scădere infinit de rapidă la margine,

$$V(r)=\begin{cases}-V_0 & \text{pentru } r<R\\ 0 & \text{pentru } r>R\end{cases} \qquad (5.13)$$

Se poate trata problema separat pentru fiecare din cele două potențiale iar la sfârșit se fac interpolările necesare.

În general, pentru orice groapă de potențial cu simetrie sferică, V(r), soluția ecuației lui *Schrödinger*

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M}\Delta+V(r)-E\right]\Psi=0 \qquad (5.14)$$

se poate scrie sub forma unui produs

$$\Psi_{n,l,m}=R_{nl}(r)Y_m^l(\theta,\varphi) \qquad (5.15)$$

unde Y_m^l este o armonică sferică a cărei prezență exprimă faptul că momentul cinetic I și componenta z a acestuia, I_z, sunt constante ale mișcării. Funcția $R_{nl}(r)$ conține dependența radială a funcției de undă și satisface ecuația:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M}\cdot\frac{d^2}{dr^2}+V(r)+\frac{\hbar^2}{2M}\cdot\frac{l(l+1)}{r^2}-E_{n\,l}\right](rR_{nl})=0 \qquad (5.16)$$

[R_{nl} se numește "*partea radială a funcției de undă*" pentru a se distinge de așa numita "*funcție de undă radială*" prin care se înțelege de obicei produsul $r.R_{nl}=u_{nl}$].

În cazul gropii de potențial de tip oscilator armonic, se introduce un "parametru de lărgime" b care determină lărgimea gropii; acesta are dimensiunile unei lungimi și este legat de ω prin relația:

$$\hbar\omega=\frac{\hbar^2}{Mb^2}.$$

Este convenabil să se utilizeze mărimea adimensională $q = r/b$. Cu aceasta nouă variabilă ecuația lui Schrödinger poate fi scrisă astfel:

$$\left[-\frac{d^2}{dq^2}+q^2+\frac{l(l+1)}{q^2}-2\left(\frac{E}{\hbar\omega}\right)\right](qR_{nl})=0 \qquad (5.17)$$

S-a arătat că singurele valori proprii ale unei astfel de ecuații sunt:

$$E=E_N=\left(N+\frac{3}{2}\right)\hbar\omega, \qquad N=0,\,1,\,2,\,3,\ldots \qquad (5.18)$$

cu

$$N=2n+l-2 \qquad (5.19)$$

În această relație, l este numărul cuantic secundar iar n arată ordinea de ocupare a stării caracterizată de un anumit l.

5.4.3 *Schema completării păturilor nucleare*

Conform relației (5.18), succesiunea nivelurilor energetice, în cazul gropii de potențial de tip oscilator armonic, constă din benzi de niveluri degenerate, fiecare bandă fiind separată prin energia $\hbar\omega$ de următoarea. Degenerarea din cadrul unei benzi este dată de numărul valorilor perechii (n,l) unde n indică a câta oară apare o anumită valoare a numărului cuantic secundar l Degenerarea este $(N+1)/2$ pentru N impar și $(N/2)+1$ pentru N par, și reprezintă numărul de niveluri dintr-o bandă sau pătură de energie, caracterizată de o anumită valoare a lui N. Pe un nivel caracterizat de o anumită valoare a lui l pot exista $2(2l+1)$ nucleoni care să satisfacă principiul lui *Pauli*. Utilizând notațiile spectroscopice s, p, d etc. pentru $l = 0, 1, 2,...$, succesiunea nivelurilor este *1s; 1p; 1d; 2s; 1f; 2p; 1g; 2d; 3s;...*

Valorile lui *N, n, l,* degenerarea, starea, numărul de nucleoni de pe un nivel, dintr-o pătură și numărul total de nucleoni este indicat în tabelul.5.1.

Pentru potențialul de forma unei gropi dreptunghiulare infinite stările degenerate din cazul gropii de potențial oscilator armonic sunt despicate în ordinea valorilor lui l, cu valoarea cea mai mare a lui l cel mai jos. În afara ridicării degenerării, la stări mai înalte apare o inversiune în ordinea nivelurilor. Succesiunea păturilor și a nivelurilor după interpolare între cele două variante de groapă de potențial este indicată în Fig.5.5 (primele două coloane).

Se poate constata că se obțin, în mod corect, doar primele trei numere magice. Ca urmare, s-a căutat o îmbunătățire sau modificare a modelului uniparticulă care să reproducă și celelalte numere magice. *Maria Goeppert-Mayer* și, în mod independent, *J.Hans D.Jensen* propun (1949) să se adauge la

potențialul central cu simetrie sferică untermen care să descrie interacțiunea spin - orbită.

Tabelul 5.1

N	degene-rarea	n	l	Starea	2(2l+1)	Nr.total nucleoni în nucleu	Parita-tea
0	1	1	0	1s	2	2	+
1	1	1	1	1p	6	8	-
2	2	1	2	1d	10		
		2	0	2s	2	20	+
3	2	1	3	1f	14		
		2	1	2p	6	40	-
4	3	1	4	1g	18		
		2	2	2d	10	70	+
		3	0	3s	2		

Potențialul de interacțiune a fost ales de forma:

$$-U(r)\cdot\left(\vec{s}\cdot\vec{l}\right)$$

unde $\vec{s}$ și $\vec{l}$ reprezintă spinul și momentul cinetic orbital al nucleonului, iar $U(r)$ o funcție de distantă.

În aceste condiții, potențialul din ecuația lui *Schrödinger* va fi:

$$V=V(r)-U(r)\cdot\left(\vec{s}\cdot\vec{l}\right). \qquad (5.20)$$

Știind că $\vec{j}=\vec{l}+\vec{s}$ rezultă $j^2=l^2+s^2+2\,\vec{s}\cdot\vec{l}$

de unde, după introducerea expresiilor momentelor cinetice respective și simplificare prin $\hbar$, se obține:

$$\vec{s}\cdot\vec{l}=\frac{1}{2}\left[j(j+1)-s(s+1)-l(l+1)\right]$$

și, ca urmare:

$$\vec{s}\cdot\vec{l}=\begin{cases} l/2 & \text{pentru} \quad j=l+1/2 \\ -(l+1)/2 & \text{pentru} \quad j=l-1/2 \end{cases} \qquad (5.21)$$

ceea ce înseamnă că interacțiunea spin - orbită duce la o despicare a nivelurilor energetice în două deplasând în jos subnivelul corespunzător lui $j = l - ½$ și în sus subnivelul cu $j = l + ½$. Deplasarea se face cu $-(l/2)\ \langle U(r)_{n,l} \rangle$ în jos, respectiv cu $+(1/2)(l+1)\ \langle U(r)_{n,l} \rangle$ în sus. Prin $\langle U(r)_{n,l} \rangle$ se înțelege valoarea medie a lui U(r) pentru starea (nivelul) corespunzătoare unei anumite perechi de valori n,l și nu depinde semnificativ de valoarea lui l. Rezultă astfel că *despicarea* (distanța dintre cele două subniveluri) *crește cu creșterea lui l*:

$$\Delta_j = \left[\frac{1}{2}(l+1) + \frac{1}{2}l\right]\langle U(r)_{n,l}\rangle = \frac{1}{2}(2l+1)\langle U(r)_{n,l}\rangle \qquad (5.22)$$

Din această cauză, pentru l mare, apar inversiuni de niveluri și trecerea unor subniveluri dintr-o pătură energetică în alta, după cum este ilustrat în Fig. 5.5. Modul de completare a păturilor și stărilor energrtice este indicat în tabelul 5.2.
Pe un subnivel caracterizat de o anumită valoare a lui j se pot găsi $(2j+1)$ nucleoni. Având în vedere acest lucru, înseamnă că pe pătura energetică cea mai de jos ($N = 0$) pot fi doar doi nucleoni de un anumit fel (doi protoni sau doi neutroni). Cel mai ușor nucleu la care este completată această pătură atât cu protoni cât și cu neutroni este ^4He ce este cel mai ușor nucleu dublu magic. Pătura următoare ($N = 1$) corespunde lui $l = 1$ și, ca urmare, j ia două valori: 3/2 pentru nuvelul inferior, pe care pot fi patru nucleoni de un anumit fel, și ½ pentru cel superior ce pote fi ocupat de doi nucleoni de un anumit fel. În total pe această pătură pot fi șase protoni sau șase neutroni. Deci completarea primelor două păturii se face cu opt nucleoni de un anumit fel. Completarea celei de a doua păturii cu protoni și neutroni se realizează pentru nucleul dublu magic ^{16}O. Al noulea nucleon de același fel se așează pe pătura a treia care conține șase stări $d_{5/2}$, două stări $s_{1/2}$ și patru stări $d_{3/2}$. Deci în total pe a treia pătură pot fi doisprezece nucleoni de un anumit tip. Completarea acestei păturii pentru protoni și neutroni se face la nucleul de ^{40}Ca, al treilea nucleu dublu magic. Următorul proton sau neutron începe să populeze pătura a patra care cuprinde stările $1f_{7/2}$, $2\,p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2\,p_{1/2}$ și $1g_{9/2}$ (deplasată mult în jos din pătura a cincia). Având în vedere că în fiecare dintre acestea pot exista $2j+1$ nucleoni de un anumit fel, înseamnă că pe această pătură pot exista 30 de protoni sau neutroni. Completarea ei se realizează la nucleele cu 50 de protoni ($_{50}Sn$) sau neutroni (^{86}Kr, ^{88}Sr, ^{92}Mo) ce corespunde celui de al patrulea număr magic. Nucleul dublu magic ^{100}Sn nu există în natură. El a fost sintetizat în laborator. Pătura a cincia conține stările $2\,d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ și $1h_{11/2}$ (coborâtă din pătura a șasea). Ca urmare, pe această pătură pot exista 32 de nucleoni de un anumit fel. Completare ei se realizează la nucleele ce au 82 de protoni ($_{82}Pb$) sau neutroni

(^{136}Xe, ^{138}Ba, ^{139}La, ^{140}Ce, ^{141}Pr, ^{142}Nd, ^{144}Sm). Nucleul dublu magic cu 82 protoni și 82 neutroni, adică $Z = 82$ și $A = 164$ nu există în natură și, după informațiile noastre, nu a fost găsit pe cale artificilală. Acest lucru se explică prin aceea că, pe măsură ce numărul de masă crește, stabilitatea se deplasează spre nuclee în care numărul de neutroni este mai mare decât numărul de protoni. Așa cum am mai menționat, ultimul nucleu existent în natură (și stabil) cu $Z = N$ este ^{40}Ca. Nucleul dublu magic ^{132}Sn ($Z = 50$, $N = 82$) este instabil. Pătura a șasea conține 44 de stări corespunzătoare la $1h_{9/2}$, $2f_{7/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$, $1i_{13/2}$. Completarea ei poate avea loc la nucleele cu 126 protoni sau neutroni. Nuclee cu 126 protoni nu sunt în natură. Nucleul dublu magic cu 126 neutroni este ^{206}Pb ($Z = 82$). 126 este ultimul număr magic prevăzut de varianta uniparticulă a modelului păturilor nucleare.

Tabelul 5.2

N	Starea nl_j	Număr de nucleoni $(2j+1)$	Nr. total de nucleoni din nucleu
0	$1s_{1/2}$	2	2
1	$1p_{3/2}$	4	8
	$1p_{1/2}$	2	
2	$1d_{5/2}$	6	
	$2s_{1/2}$	2	20
	$1d_{3/2}$	4	
3	$1f_{7/2}$	8	
	$2p_{3/2}$	4	50
	$1f_{5/2}$	6	
	$2p_{1/2}$	2	
	$1g_{9/2}$	10	
4	$2d_{5/2}$	6	
	$1g_{1/2}$	2	82
	$3s_{1/2}$	2	
	$2d_{3/2}$	4	
	$1h_{11/2}$	12	
5	$1h_{9/2}$	10	
	$2f_{7/2}$	8	126
	$1i_{13/2}$	14	
	$3p_{3/2}$	4	
	$2f_{5/2}$	6	
	$3p_{1/2}$	2	

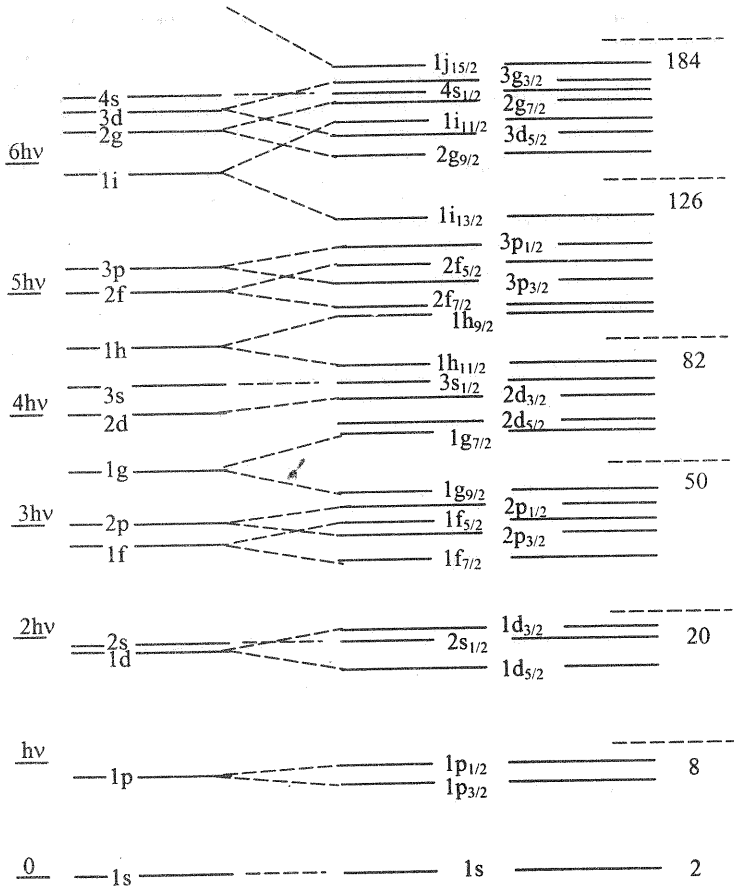


Fig. 5.5 Prima coloană reprezintă distribuția echidistantă a nivelurilor energetice în conformitate cu formula (5.18). A doua coloană reprezintă nivelurile energetice obținute după ridicarea degenerării (tabelul 5.1). A treia coloană reprezintă succesiunea nivelurilor energetice în conformitate cu modelul Mayer-Jensen (tabelul 5.2).

5.5 Succese ale modelului uniparticulă

Modelul uniparticulă este versiunea cea mai simplificată a modelului păturilor nucleare și, din această cauză, vor exista anumite date care nu vor putea fi explicate pe baza acestui model.

El se aplică numai nucleelor cu număr de masă impar iar prezicerea spectrelor nucleare este destul de incompletă, datorită ipotezei unei "inimi" inerte, ceea ce face ca singurele grade de liberate capabile de a genera stări excitate ale nucleului să fie acelea ale nucleonului impar.

Vom menționa câteva dintre proprietățile nucleelor ce pot fi explicate și prezise pe baza acestui model simplificat .

1. Prezice corect stările fundamentale ale nucleelor cu A impar.

Conform acestui model, spinul nucleelor cu A impar va fi egal cu momentul cinetic total al ultimului nucleon impar. Ca exemplu, vom considera câteva nuclee:

${}^{9}_{4}Be$ are $I_{exp} = 3/2$; conform modelului, valoarea spinului este determinată de al cincilea neutron ce se află pe nivelul $1p_{3/2}$, de unde rezultă $I = 3/2$.

${}^{17}_{8}O$ are $I_{exp} = 5/2$; conform modelului, valoarea spinului este determinată de al 9-lea neutron aflat pe nivelul $1d_{5/2}$, deci $I = 5/2$.

${}^{39}_{19}K$ are $I_{exp} = 3/2$; conform modelului, valoarea spinului este determinată de al 19-lea proton aflat pe nivelul $1d_{3/2}$, deci $I = 3/2$, etc.

Analizând valorile spinilor nucleelor cu A impar, se observă că unele nuclee au valori ale spinilor mai mici decât cele prevăzute de modelul uniparticulă. De exemplu: ${}^{61}_{28}Ni$ are spinul (determinat experimental) $I_{exp} = 3/2$, în timp ce, în conformitate cu modelul uniparticulă, spinul lui ar fi determinat de al 33-lea neutron ce trebuie să se afle pe nivelul $1f_{5/2}$. Configurația stărilor nucleonice ale ${}^{61}Ni$ ar fi:

stări protonice:

$$(1s_{1/2})^2/(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2/(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^2(1d_{3/2})^4/(1f_{7/2})^8$$

stări neutronice:

$$(1s_{1/2})^2/(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2/(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^2(1d_{3/2})^4/(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^1$$

Explicația pentru astfel de neconcordanțe a fost dată de *M. G. Mayer* care a emis ideea că, atunci când o pătură cu spin mare urmează după o pătură cu spin mic, pătura cu spin mare are tendința de a se completa cu 2 nucleoni înainte de a se completa pătura cu spin mic. Din punct de vedere teoretic aceasta se explică prin aceea că *"energia de împerechere"*, ce apare ca urmare a interacțiunii dintre doi nucleoni cu spin mare, este considerabil mai mare decât între 2 nucleoni cu spin mic. Ca urmare, ultima pătură neutronică a ^{61}Ni va fi:

$$(1f_{7/2})^8 (2p_{3/2})^3 (1f_{5/2})^2$$

deci neutronul impar se va afla pe nivelul $2p_{3/2}$ conferind acestui nucleu spinul $I = 3/2$.

2. Permite determinarea parității stărilor nucleare.

O stare nucleară este caracterizată (pe lângă energie, spin, moment magnetic, moment electric de cuadrupol) și de paritate. *Paritatea* exprimă

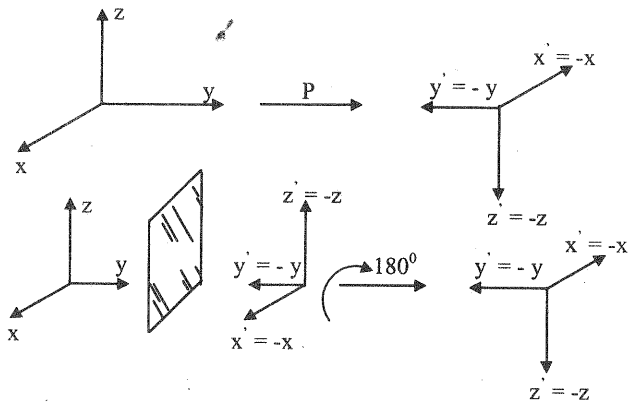


Fig. 5.6

modul în care se comportă funcția de undă ce descrie starea unei particule sau a unui sistem de particule la inversiunea spațială (oglindirea spațială) adică, schimbarea sensului tuturor axelor de coordonate, ceea ce echivalează cu trecerea de la un sistem de referința drept la unul stâng. Aceasta este același lucru cu schimbarea lui $\vec{r}$ în $-\vec{r}$. Inversiunea spațială poate fi obținută în două etape : o oglindire în raport cu un plan determinat de două din axele de

coordonate și apoi o rotire cu 180 în jurul celei de a treia axe (deci o axă perpendiculară pe planul oglinzii (Fig.5.6)

Ca urmare, funcția de undă ce descrie particula se va modifica de la $\Psi(\vec{r})$ la $\Psi(-\vec{r})$. Formal, procesul de oglindire spațială poate fi exprimat prin acțiunea unui operator de paritate P asupra funcției de undă ce descrie starea particulei (sau a sistemului de particule)

$$P\Psi(\vec{r}) = \pi\,\Psi(-\vec{r}) \ , \qquad (5.23)$$

unde π este valoarea proprie a operatorului P. Aplicând de două ori operatorul de paritate se obține:

$$P[P(\vec{r})] = P[\pi\,\Psi(-\vec{r})] = \pi\,\Psi(-\vec{r}) = \pi^2\Psi(r) \ , \qquad (5.24)$$

de unde rezultă $\pi^2 = 1$ și, ca urmare, π poate avea două valori: $\pi = +1$ și $\pi = -1$. În primul caz, $\Psi(\vec{r}) = \Psi(-\vec{r})$, funcția de undă se numește pară (sau cu paritate pozitivă), în al doilea caz, $\Psi(\vec{r}) = -\Psi(-\vec{r})$ și funcția de undă se numește impară (sau cu paritate negativă).

Pentru a vedea cum se poate găsi paritatea stării în care se află o particulă, plecăm de la faptul că într-un câmp de forțe centrale, funcția de undă care descrie starea particulei se poate scrie sub forma :

$$\Psi_{n,l,m}(\vec{r}) = \Psi_{n,l,m}(r,\theta,\varphi) = R_{n,l}(r)Y_{l,m}(\theta,\varphi) \ , \qquad (5.25)$$

unde $R_{n,l}(r)$ este partea radială a funcției de undă iar $Y_{l,m}(\theta,\varphi)$ sunt funcțiile sferice care pot fi exprimate sub forma:

$$Y_{l,m}(\theta,\varphi) = (-1)^m \left[\frac{2l+1}{4\pi}\cdot\frac{(l-|m|!)}{(l+|m|!)}\right]^{1/2} P_l^m(\cos\theta)e^{im\varphi} \ , \qquad (5.26)$$

$P_l^m(\cos\theta)$ fiind funcțiile asociate polinoamelor Legendre. La oglindirea spațială, partea radială a funcției de undă rămâne neschimbată: $r \to r$, $\psi(r) \to \psi(r)$. Unghiul θ trece în $\pi - \theta$ deci $\cos(\theta) \to \cos(\pi - \theta)$ și, ca urmare:

$$P_l^m(\cos\theta) \to P_l^m[\cos(\pi-\theta)] = P_l^m(-\cos\theta) = (-1)^{l-m} P_l^m(\cos\theta).$$

Unghiul φ trece în $\pi + \varphi$ deci:

$$e^{im\varphi} \rightarrow e^{im(\pi+\varphi)} = e^{im\pi} \cdot e^{im\varphi}$$

dar:

$$e^{im\pi} = \cos m\pi + i \sin m\pi = (-1)^m$$

Deci în urma oglidirii spațiale:

$$Y_{l,m}(\theta,\varphi) \rightarrow Y_{l,m}(\pi-\theta,\pi+\varphi) = (-1)^{l-m} \cdot (-1)^m Y_{l,m}(\theta,\varphi),$$

adică:

$$Y_{l,m}(\pi-\theta,\pi+\varphi) = (-1)^l Y_{l,m}(\theta,\varphi),$$

iar

$$\Psi_{n,l,m}(-\vec{r}) = \Psi_{n,l,m}(\vec{r},\pi-\theta,\varphi+\pi) = (-1)^l \Psi_{n,l,m}(\vec{r}). \qquad (5.27)$$

Ca urmare, funcția de undă este pară dacă l este par și impară dacă l este impar. Pentru un sistem de particule, rolul lui l este preluat de momentul cinetic orbital rezultant $L = \sum l_i$ și paritatea va fi $\pi = (-1)^{\Sigma l_i} = (-1)^L$.

Paritatea determinată de valoarea lui l poartă numele de *paritate orbitală*. Pe lîngă paritatea orbitală, particulele mai posedă și o paritate intrinsecă care a fost atribuită prin convenție ca fiind +1 pentru nucleoni (protoni și neutroni) iar pentru celelalte particule se determină din reacțiile nucleare în care paritatea se conservă. Sensul noțiunii de paritate intrinsecă poate fi înțeles cu ajutorul următorului exemplu din fizica atomică. Atomul de He în starea fundamentală are $j = 0$. Această valoare poate fi obținută în două condiții distincte :

a) fie ambii electroni se află pe nivelul $l = 0$ deci $L = 0$ și cu spinii antiparaleli deci S = 0.

Această stare este caracterizată prin paritatea $\pi = (-1)^L = +1$;

b) fie un electron se află pe nivelul $l_1 = 0$ și altul pe $l_2 = 1$, deci $L = 1$, iar spinii paraleli $S = 1$, stare ce va avea paritatea $\pi = (-1)^L = -1$. Considerând atomul de He ca o singură particulă având spinul egal cu zero ($j = 0$), rezultă că starea ei poate fi descrisă de două funcții de undă diferite în raport cu oglindirea spațială.

Dacă se iau în considerare paritatea spațială orbitală și paritatea intrinsecă atunci o stare va fi caracterizată de paritatea spațială totală ce se calculează astfel:

$$\pi = \left[\prod_{i=1}^{N} \pi_i\right] \cdot \left[(-1)^{\Sigma l_i}\right] \qquad (5.28)$$

De exemplu, pentru un sistem de două particule A și B paritatea va fi:

$$\pi_{A+B} = \pi_A \cdot \pi_B \cdot \pi_{l\,AB} \qquad (5.29)$$

π_A și π_B fiind parităţile intrinseci corespunzătoare iar π_{lAB} este paritatea orbitală. Având în vedere modul de calcul al parității, rezultă că stările fundamentale ale nucleelor par-par sunt pozitive, iar pentru celelalte nuclee se calculează în funcție de starea ultimilor *nucleoni* impari. De exemplu :

^{16}O este par-par, deci $\pi = +1$ iar spinul $I = 0$. Notația consacrată este I^{π}. Deci pentru ^{16}O se va scrie 0^+.

^{17}O este par-impar, are neutronul impar în starea $1d_{5/2}$, deci $l = 2$, ca urmare $\pi = +1$ iar notația este $(5/2)^+$.

Paritatea se conservă în interacțiuni nucleare tari, ceea ce înseamnă că operatorul paritate P comută cu operatorul hamiltonian, ce descrie astfel de interacțiuni:

$$[P,H] = 0.$$

3. Explică izomeria nucleară

Stările izomere ale nucleelor sunt acele stări excitate ale nucleelor care au timpii de viață atât de lungi încât, pentru anumite scopuri, pot fi considerate ca stabile. În fizica nucleară, duratele se compară cu 10^{-23}s care este durata interacțiunilor tari specific nucleare. Teoria arată că probabilitatea de dezintegrare depinde de energia radiației γ emise, E_γ, deci de gradul de excitare și de momentul cinetic $\vec{L}$ preluat de fotonul γ emis:

$$\vec{L} = \vec{I}_i - \vec{I}_f \qquad (5.30)$$

$\vec{I}_i$ și $\vec{I}_f$ fiind spinii nucleului în starea inițială (excitată) respectiv în starea finală

$$\lambda_\gamma \approx (E_\gamma / ct.)^{2L+1}, \qquad (5.31)$$

cu $(E\gamma / ct.) < 1$ deoarece E_γ este de ordinul de mărime al MeV-ilor iar constanta are valoarea 197. Ca urmare, $E_\gamma/197 \approx 10^{-2}$. Rezultă că odată cu creșterea lui E_γ crește și probabilitatea de tranziție dar, pentru un E_γ dat, probabilitatea de tranziție scade cu creșterea momentului cinetic preluat de fotonul γ. Experimental au fost puse în evidență multe stări izomere. Pentru a distinge stările izomere de celelalte stări excitate, s-a ales un timp de viață standard de 10^{-15}s. Deci stările excitate pentru care $\tau > 10^{-15}$s se consideră stări izomere. Având în vedere legătura între probabilitatea de tranziție și valoarea lui L, stările izomere se vor realiza atunci când diferența dintre spinul stării excitate și cel al stării fundamentale este mare. Să considerăm ca exemplu $^{41}_{19}K$

care are 19 protoni și 22 neutroni. Structura nivelurilor energetice, în conformitate cu varianta uniparticulă a modelului în pături este:
pentru protoni:

$$(1s_{1/2})^2/(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2/(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^2(1d_{3/2})^3$$

pentru neutroni:

$$(1s_{1/2})^2/(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2/(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^2(1d_{3/2})^4/(1f_{7/2})^2$$

Proprietățile nucleului ${}^{41}_{19}K$ vor fi dictate de ultimul proton impar. Starea fundamentală este $d_{3/2}$ ceea ce înseamnă că spinul acestui nucleu în starea fundamentală este $I = 3/2$. Prima stare excitată estei $f_{7/2}$ cu $I = 7/2$. Trecerea din starea excitată în starea fundamentală se face cu emisia unui foton având $E_\gamma = 1{,}3$ MeV și $L \geq 2$ (în funcție de orientarea reciprocă a celor trei vectori). Valoarea mare a lui L face ca probabilitatea de tranziție să fie mică și, ca urmare, timpul de viață în starea excitată va fi lung, $T = 6{,}6.10^{-9}$s, iar starea respectivă este o stare izomeră a ${}^{41}_{19}K$. Analiza stărilor izomere a pus în evidență faptul că izomeria se realizează la acele nuclee ale căror număr de masă A are valori pentru care sunt ocupate mai mult de jumătate din nivelurile energetice ale ultimei pături. În felul acesta apar așa numitele "*insule de izomerie*" corespunzătoare următoarelor domenii ale numerelor de masă A:

a) **39 - 49** când ultimul nucleon impar se află pe ultimul nivel al celei de a treia pături, $1d_{3/2}$. În starea fundamentală, nucleul are spinul $I = 3/2$, iar prima stare excitată este $1f_{7/2}$, unde spinul nucleului are valoarea $I = 7/2$.

b) **65 - 81** când ultimul nucleon impar se află pe nivelul $2p_{1/2}$ conferind nucleului spinul $I = 1/2$; prima stare excitată este $1g_{9/2}$. Fotonul emis prin dezexcitare va avea $L \geq 4$ și, ca urmare, probabilitatea de emisie este mică.

c) **101 - 125** unde ultimul nucleon imapr se află pe nivelurile $2d_{3/2}$ sau $3s_{1/2}$ iar starea excitată foarte apropiată ar fi $1h_{11/2}$. Diferența spinilor din starea finală și inițială este ≥ 4, deci o valoare mare, ce face ca starea excitată să aibă un timp de viață lung, adică să fie o stare izomeră.

4. Prezice valorilelimită ale momentelor de dipol magnetic ale nucleelor.

În conformitate cu modelul uniparticulă, momentul magnetic al unui nucleu reprezintă rezultanta compunerii momentului magnetic orbital cu cel de spin al nucleonului impar:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_{\text{orbit}} + \vec{\mu}_{\text{spin}} = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s$$

cu

$$\mu_l = \sqrt{l(l+1)}\,g_l\mu_n \qquad \mu_s = \sqrt{s(s+1)}\,g_s\mu_n \qquad (5.32)$$

unde

$$e\hbar/2M = \mu_n \text{ este } \textit{magnetonul nuclear}$$

Momentele magnetice (orbital și de spin) au aceleași direcții cu momentele cinetice corespunzătoare. Ca urmare, vor executa împreună cu acestea o mișcare de precesie în jurul direcției lui $\vec{I}$, (cu $\vec{I} = \vec{l} + \vec{s}$). Deoarece factorii giromagnetici g_l și g_s au valori diferite, direcția lui $\vec{\mu}$ este diferită de direcția lui $\vec{I}$. Datorită precesiei menționate mai sus, mometul magnetic rezultant va executa o mișcare de precesie în jurul lui $\vec{I}$. Astfel, valoarea medie a momentului magnetic al nucleului va fi egală cu proiecția acestuia pe direcția lui $\vec{I}$:

$$\mu_I = \mu_l \cos(\vec{l}, \vec{I}) + \mu_s \cos(\vec{s}, \vec{I}), \qquad (5.33)$$

deci μ_I este suma proiecțiilor momentelor magnetice (orbital și de spin) pe direcția lui I. Introducând în (5.33) expresiile momentrelor din (5.32) și expresiile cosinușilor, obținute pe baza modelului vectorial, se obține:

$$\mu_I = \sqrt{I(I+1)}\left[g_l\frac{I(I+1)+l(l+1)-s(s+1)}{2I(I+1)} + g_s\frac{I(I+1)+s(s+1)-l(l+1)}{2I(I+1)}\right]\mu_n . \qquad (5.34)$$

Expresia din paranteză reprezintă factorul giromagnetic nuclear:

$$g_I = g_l\frac{I(I+1)+l(l+1)-s(s+1)}{2I(I+1)} + g_s\frac{I(I+1)+s(s+1)-l(l+1)}{2I(I+1)} . \qquad (5.35)$$

În felul acesta, momentul magnetic nuclear se poate scrie sub forma

$$\mu_I = g_I\sqrt{I(I+1)}\,\mu_n \qquad (5.36)$$

Pentru a putea compara valorile lui μ_I cu cele experimentale, trebuie să avem în vedere că experimental se determină proiecția maximă a momentului magnetic pe direcția unui câmp exterior:

$$\mu_I^{\exp} = Ig_I\mu_n . \qquad (5.37)$$

Expresia lui g_I se poate simplifica dacă avem în vedere că $I = l \pm \frac{1}{2}$.

Pentru $I = l + \frac{1}{2}$ se obține (Anexa 5.1):

$$g_I = g_l + \frac{1}{2l+1}(g_s - g_l). \tag{5.38}$$

Pentru $I = l - \frac{1}{2}$ se obține:

$$g_I = g_l - \frac{1}{2l+1}(g_s - g_l). \tag{5.39}$$

Cele două formule pot fi unite în una singură

$$g_I = g_l \pm \frac{1}{2l+1}(g_s - g_l). \tag{5.40}$$

Semnul plus corespunde cazului când $I = l + \frac{1}{2}$ iar semnul minus corespunde cazului când $I = l - \frac{1}{2}$.

Momentul magnetic nuclear va fi:

$$\mu_I = I\left[g_l \pm \frac{1}{2l+1}(g_s - g_l)\right]\mu_n \tag{5.41}$$

Valorile acestui moment vor diferi pentru cele două tipuri de nucleoni. Astfel, în cazul când nucleonul impar este un proton, $g_l^p = 1$ iar $g_s^p = 5{,}587$. Pentru cele două posibilități de cuplaj se obține:

a) $I = l + \frac{1}{2}$ deci $l = I - \frac{1}{2}$

$$\mu_I = I\left[g_l^p + \frac{1}{2I}\left(g_s^p - g_l^p\right)\right]\mu_n ; \mu_I = \mu_s^p + \left(I - \frac{1}{2}\right)g_l^p \mu_n \tag{5.42}$$

unde $\mu_s^p = \frac{1}{2} g_s^p \mu_n$ este momentul magnetic de spin al protonului ce are valoarea $2{,}793\mu_n$.

b) $I = l - \frac{1}{2}$ deci $l = I + \frac{1}{2}$

$$\mu_I = I\left[g_l^p - \frac{1}{2I+2}\left(g_s^p - g_l^p\right)\right]\mu_n ; \quad \mu_I = I\frac{(2I+2)g_l^p + g_l^p}{2(I+1)}\mu_n - \frac{I}{(I+1)}\cdot\frac{1}{2}g_s^p\mu_n$$

$$\mu_I = \frac{I}{I+1}\left[\left(I + \frac{3}{2}\right)g_l^p \mu_n - \mu_s^p\right] \tag{5.43}$$

Având în vedere valorile lui g_l și g_s, pentru momentele magnetice ale nucleelor cu un proton impar se obțin următoarele valori:

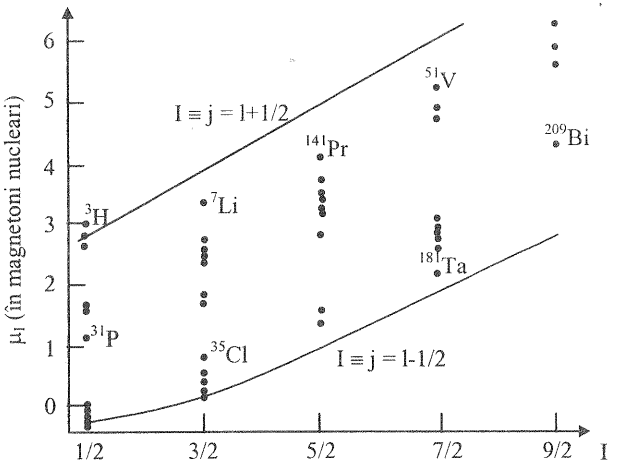


Fig. 5.7

$I = l + \frac{1}{2}$:

$I = 1/2$, $\mu_I = 2{,}793\ \mu_n$; $I = 3/2$, $\mu_I = 3{,}793\ \mu_n$; $I = 5/2$, $\mu_I = 4{,}793\mu_n$; etc. Valoarea lui μ_I crește liniar cu I.

$I = l - \frac{1}{2}$:

$I = 1/2$, $\mu_I = -\ 0{,}264\ \mu_n$; $I = 3/2$, $\mu_I = 0{,}124\ \mu_n$; $I = 5/2$, $\mu_I = 0{,}862\ \mu_n$; $I = 7/2$, $\mu_I = 1{,}717\ \mu_n$; $I = 9/2$, $\mu_I = 2{,}624\ \mu_n$.

Grafic, depedenta valorilor lui μ_I de valorile lui I reprezintă așa numitele *curbe Schmidt* (Fig.5.7).

În cazul când nucleonul impar este un neutron situația se simplifică

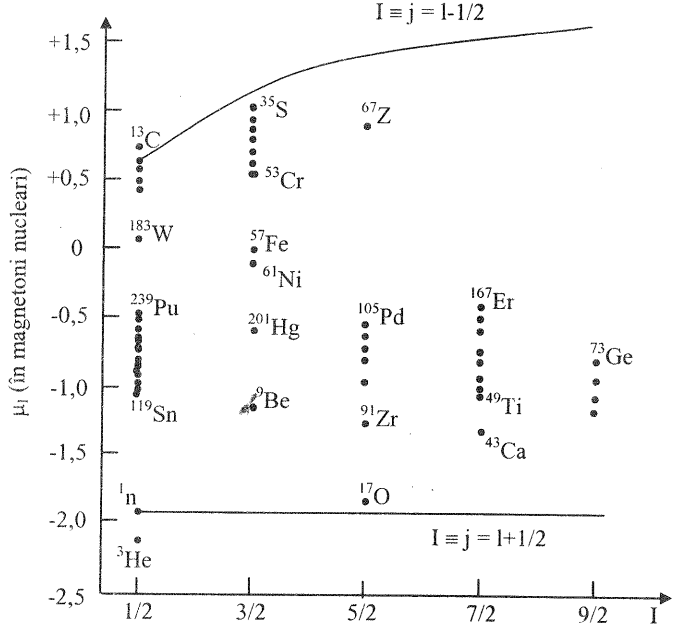


Fig. 5.8

deoarece $g_l^n = 0$ iar $g_s^n = -3{,}826$. Momentul magnetic orbital al neutronului este zero iar momentul magnetic de spin al neutronului este $\mu_s^n = \frac{1}{2} g_s^n \mu_n$ și are valoarea: $\mu_s^n = -1{,}913 \mu_n$

Pentru:

a) $I = l + \frac{1}{2}$; $\quad l = I + \frac{1}{2}$; $\quad \mu_I = \frac{I g_s}{2I} \mu_n = \mu_s^n = -1{,}913 \mu_n = \text{const.}$

b) $I = l - \frac{1}{2}$; $\quad l = I + \frac{1}{2}$; $\quad \mu_I = -\frac{I}{2(I+1)} g_s^n \mu_n = -\frac{I}{I+1} \mu_s^n$

$I = 1/2$, $\mu_I = -0{,}637\ \mu_n$; $I = 3/2$, $\mu_I = 1{,}148\ \mu_n$;
$I = 5/2$, $\mu_I = 1{,}366\ \mu_n$; $I = 7/2$, $\mu_I = 1{,}488\ \mu_n$

Curbele Schmidt corespunzătoare sunt reprezentate în Fig.5.8.

Se observă că datele exprimentale nu se așează exact pe curbele teoretice dar se află între aceste curbe. Concordanța între datele experimentale și cele prevăzute de model sunt suficient de bune, având în vedere ipotezele simplificatoare ale modelului.

S-a arătat că modelul uniparticulă al păturilor nucleare ce ia în considerare interacțiunea spin-orbită găsește în mod corespunzător numerele magice puse în evidență experimental și prezice în mod satisfăcător stările fundamentale ale nucleelor impare precum și principalele caracteristici ale acestora.

În ceea ce privește *nucleele pare*, se disting cele două categorii : par-par și impar-impar.

În cazul nucleelor impar-impar rămân neîmperechiați un neutron și un proton, amândoi contribuind la determinarea stării energetice și caracteristicilor nucleului. Spinul nucleului se obține prin cuplarea spinilor celor doi nucleoni impari. Deci spinul I al nucleului poate lua valorile:

$$\left| J_p - J_n \right| \le I \le J_p + J_n \qquad (5.44)$$

unde J_p și J_n sunt momentele cinetice totale ale protonului respectiv neutronului impar

$$J_p = l_p \pm \frac{1}{2}; \quad J_n = l_n \pm \frac{1}{2}$$

Pentru a găsi care din aceste valori se realizează în realitate în starea fundamentală a nucleului, *Nordheim* introduce reguli empirice de cuplaj.

a) regula tare (sau puternică),

$$I = \left| J_n - J_p \right| \qquad (5.45)$$

ce se realizează pentru $J_p = l_p \pm \frac{1}{2}$ și $J_n = l_n \mp \frac{1}{2}$ sau $N = 0$

unde

$$N = \left(J_p - l_p \right) + \left(J_n - l_n \right)$$

poartă numele de numărul lui *Nordtheim*.

b) regula slabă

$$\left| J_p - J_n \right| \le I \le J_p + J_n$$

ce se realizează pentru $J_p = l_p \pm \frac{1}{2}$ și $J_n = l_n \pm \frac{1}{2}$ sau $N = \pm 1$.

Pentru regula slabă I tinde spre valoarea maximă. De exemplu nuclidul $^{10}_{5}B$ este impar - impar. Ultimul proton impar ca și ultimul neutron impar se află pe nivelul $1p_{3/2}$ și ca urmare $J_P = J_n = 3/2 = 1 + 1/2$. Valoarea experimentală a spinului nuclear este $I = 3$ ceea ce corespunde regulii slabe $I = J_P + J_n$. Există excepții de la aceste reguli în special printre nucleele ușoare.

Momentele magnetice ale nucleelor impar - impar pot fi calculate cu aproximație ca suma momentelor magnetice ale ultimilor nucleoni impari. De exemplu ^{10}B are momentul magnetic determinat experimental $\mu^{exp} = 1{,}80\ \mu_n$. În conformitate cu modelul uniparticulă al păturilor nucleare el va avea configurația protonică $(1s_{1/2})^2/(1p_{3/2})^3$ deci ultimul proton impar are $\mu_l^p = \mu_n$ și $\mu_s^p = 2{,}79\mu_n$ iar configurația neutronică (identică cu cea protonică) $(1s_{1/2})^2/(1p_{3/2})^3$, deci ultimul neutron impar are $\mu_s^n = -1{,}91\mu_n$; $(\mu_l^n = 0)$.

Momentul magnetic nuclear

$$\mu = \mu_S + \mu_l \text{ cu } \mu_s = \mu_s^p + \mu_s^n; \quad \mu_l = \mu_l^p$$

deci $\mu = (2{,}79 - 1{,}91)\ \mu_n + \mu_n = (0{,}88 + 1)\ \mu_n = 1{,}88\ \mu_n$, valoare compatibilă cu cea determinată experimental.

Starea fundamentală a nucleelor par - par se caracterizează prin momente cinetice și magnetice zero precum și o valoare a momentului de cuadrupol electric zero sau aproape zero.

Formarea unei stări excitate a unui nucleu par-par se poate face prin ruperea unei perechi de nucleoni și tranziția unui nucleon pe un nivel energetic superior. Spinul și paritatea sunt determinate de cuplajul dintre cei doi nucleoni impari. Dar în cazul când starea fundamentală a nucleelor este $g_{9/2}$ sau $h_{11/2}$, tranziția unui nucleon pe nivelul superior necesită o cantitate mare de energie, având în vedere distanța energetică mare până la primul nivel excitat. În aceste condiții, este mai simplu de a rupe o legătură din unul din subnivelurile inferioare ocupate, s sau d, și a trece un nucleon pe subnivelul $g_{9/2}$ sau $h_{11/2}$ care nu este complet ocupat. Cuplajul nucleonilor impari din subpăturile respective va dicta spinul și paritatea nucleului. O altă posibilitate de excitare constă în ruperea cuplajului dintre doi nucleoni din ultima subpătură $g_{9/2}$ sau $h_{11/2}$ și, menținându-i pe aceeași subpătură, se recuplează în așa fel încât să dea o valoare spinului diferită de zero. Se pot obține valori între $9/2 + 9/2 = 9$ și $9/2 - 9/2 = 0$ respectiv $11/2 + 11/2 = 11$ și $11/2 - 11/2 = 0$. Dar cei doi nucleoni sunt particule identice și, ca urmare, trebuie să aibă m_l diferit. Această condiție

restrânge valorile spinului nuclear rezultant la 8^+, 6^+, 4^+, 2^+, 0^+ pentru $g_{9/2}$ și respectiv 10^+, 8^+, 6^+, 4^+, 2^+, 0^+ pentru $h_{11/2}$. Experimental s-au pus în evidență astfel de stări excitate susținând astfel valabilitatea modelului în pături.

5.6 Modelul unificat al nucleului

O serie de proprietăți ale nucleelor par- par, cum ar fi dependența energiilor primei stări excitate și a valorilor momentului de cuadripol electric de numărul de masă A indică faptul că întregul nucleu (deci toții nucleonii nu numai cei de valență, adică de pe pătura incompletă) trebuie luat în considerare. Astfel de proprietăți se numesc colective. Analiza acestor proprietăți a pus în evidență două tipuri de structură colectivă și anume nucleele cu $A < 150$ se consideră că execută vibrații în jurul formei sferice de echilibru în timp ce proprietățile nucleelor cu $150 < A < 190$ și $A > 220$ s-ar explica prin rotația unui sistem nesferic. Modelul nuclear colectiv corespunde modelului picătură de lichid.

În general, structura majorității nucleelor nu poate fi divizată în model uniparticulă și model colectiv ci trebuie să considerăm o combinație a acestora. Aage Bohr, Ben Mottelson, Rainwater, Wheeler și alții elaborează modelul unificat (sau generalizat) al nucleului.

Ideea de bază a acestui model este că modelul picătură al nucleului și modelul păturilor nucleare ar fi cazuri particulare ale unui model mai general numit modelul unifcat. Acest model presupune că nucleul este format dintr-un micz de pături complete și nucleonii din pătura incompletă care se mișcă independent între ei. Dar miezul nu este inert ci are mișcări care influențează mișcarea nucleonilor din pătura incompletă iar mișcarea acestor nucleoni produce distorsiuni ale miezului. Aceste distorsiuni sunt maxime când pătura incompletă este umplută pe jumătate. Prin urmare, în acest model se consideră două tipuri de mișcări ale nucleonilor - una colectivă și una individuală - care se influențează reciproc. Hamiltonianul care ia în considerare toate aceste mișcări se va scrie sub forma:

$$H = H_{col} + H_{up} + H_{int} \tag{5.46}$$

unde:

H_{col} descrie mișcarea colectivă a miezului care se poate roti și deforma prin oscilații.

H_{up} descrie mișcarea individuală conform cu modelul uniparticulă în pături la care se adaugă un termen corectiv pentru a lua în considerare faptul că toți nucleonii de pe pătura incompletă contribuie la determinarea stării nucleului, iar H_{int} corespunde interacțiunii dintre mișcarea colectivă și cea individuală.

Pe baza acestor considerente se obține o despicare a nivelurilor cu I dat în $(2I + 1)/2$ subniveluri, distanța dintre acestea crescând cu abaterea de la sfericitate. Modelul reproduce numerele magice mici care s-a constatat că nu sunt influențate de forma potențialului de interacțiune, dar dă alte valori pentru numerele magice ale nucleelor supergrele, adică nucleele transuraniene ($Z > 92$).

Principalele rezultate ale modelului generalizat sunt:

1. Prezice valori corecte pentru momentele magnetice nucleare;
2. Explică existența nivelurilor energetice de rotație ale nucleelor nesferice;
3. Explică existența momentelor electrice de cuadrupol ale nucleelor.

Întrebări

1. Care sunt ideile de bază ale modelului picătură al nucleului ?
2. Justificați fiecare termen din formula lui Weizsäcker pentru energia de legătură a nucleului.
3. Cum se găsește izobarul stabil în raport cu dezintegrarea beta dintr-un grup de izobari cu A impar ?
4. Cum se explică existența perechilor de izobari stabili cu A par a căror număr de ordine diferă cu două unități ?
5. Ce informații oferă modelul picătură al nucleului asupa instabilității în raport cu dezintegrarea alfa a nuclizilor de la sfârșitul sistemului periodic al elementelor ?
6. Enumerați câteva rezultate experimentale care au condus la elaborarea modelului păturilor nucleare.
7. Care sunt ideile de bază ale modelului păturilor nucleare ?
8. Arătați modul de completare a păturilor energetice în varianta simpă și în varianta Mayer-Jensen a modelului păturilor nucleare.
9. Utilizând valorile spinilor nucleari din Anexa 5.2, explicați aceste valori pentru câteva nuclee cu A impar, pe baza modelului păturilor nucleare.
10. Cum se explică izomeria nucleară pe baza modelului păturilor nucleare ?
11. Ce reprezintă curbele Schmidt și cum se obțin ?
12. Ce informații oferă modelul păturilor nucleare, varianta uniparticulă, referitoare la spinul și paritatea nucleelor cu A par ?
13. Care sunt ideile de bază ale modelului unificat al nucleului ?

ANEXA 5.1

Momentul magnetic al nucleelor cu A impar

Momentul magnetic total al unui nucleu cu A impar reprezintă rezultanta compunerii momentului magnetic orital cu cel de spin al nucleonului impar:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_{\text{orbit}} + \vec{\mu}_{\text{spin}} = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s \qquad (1)$$

cu

$$\mu_l = \sqrt{l(l+1)}\, g_l \mu_n \qquad \mu_s = \sqrt{s(s+1)}\, g_s \mu_n \qquad (2)$$

unde

$e\hbar/2M = \mu_n$ este *magnetonul nuclear*

Valoarea medie a momentului magnetic al nucleului reprezintă proiecția acestuia pe direcția lui $\vec{I}$:

$$\mu_I = \mu_l \cos(\vec{I}, \vec{I}) + \mu_s \cos(\vec{s}, \vec{I}) \qquad (3)$$

deci cu suma proiecțiilor momentelor magnetice orbital și de spin pe direcția lui I. Pe baza modelului vectorial se obține:

$$s^2 = I^2 + l^2 - 2Il.cos(\vec{I}, \vec{l}) \quad \text{și} \quad l^2 = I^2 + s^2 - 2Is.cos(\vec{I}, \vec{s})$$

ca urmare

$$\cos(\vec{I}, \vec{l}) = \frac{I(I+1) + l(l+1) - s(s+1)}{2\sqrt{I(I+1)}\sqrt{l(l+1)}}$$

și

$$\cos(\vec{I}, \vec{s}) = \frac{I(I+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2\sqrt{I(I+1)}\sqrt{s(s+1)}} \qquad (4)$$

Introducând (2) și (4) în (3), se obține:

$$\mu_I = \sqrt{I(I+1)} \left[g_l \frac{I(I+1) + l(l+1) - s(s+1)}{2I(I+1)} + g_s \frac{I(I+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2I(I+1)} \right] \mu_n \qquad (5)$$

Expresia din paranteză reprezintă factorul giromagnetic nuclear

$$g_I = g_l \frac{I(I+1)+l(l+1)-s(s+1)}{2I(I+1)} + g_s \frac{I(I+1)+s(s+1)-l(l+1)}{2I(I+1)} \qquad (6)$$

Momentul magnetic nuclear devine:

$$\mu_I = g_I \sqrt{I(I+1)}\mu_n \qquad (7)$$

Experimental se determină proiecția maximă a momentului magnetic pe direcția unui câmp exterior care este:

$$\mu_I^{exp} = I g_I \mu_n \qquad (8)$$

Expresia lui g_I se poate simplifica dacă avem în vedere că $I = l \pm \frac{1}{2}$. Pentru $I = l + \frac{1}{2}$ se obține:

$$g_I = g_l \frac{\left(l+\frac{1}{2}\right)\left(l+\frac{3}{2}\right)+l(l+1)-\frac{3}{4}}{2\left(l+\frac{1}{2}\right)\left(l+\frac{3}{2}\right)} + g_s \frac{\left(l+\frac{1}{2}\right)\left(l+\frac{3}{2}\right)+\frac{3}{4}-l(l+1)}{2\left(l+\frac{1}{2}\right)\left(l+\frac{3}{2}\right)} =$$

$$= g_l \frac{l^2+2l+l^2+l}{(2l+1)\left(l+\frac{3}{2}\right)} + g_s \frac{2l+\frac{3}{4}+\frac{3}{4}-l}{(2l+1)\left(l+\frac{3}{2}\right)} =$$

$$= g_l \frac{2l^2+3l}{(2l+1)\left(l+\frac{3}{2}\right)} + g_s \frac{l+\frac{3}{2}}{(2l+1)\left(l+\frac{3}{2}\right)} = g_l \frac{2l\left(l+\frac{3}{2}\right)}{(2l+1)\left(l+\frac{3}{2}\right)} + g_s \frac{1}{2l+1}$$

$$g_I = g_l \frac{2l \pm 1}{2l+1} + g_s \frac{1}{2l+1} = g_l + \frac{1}{2l+1}(g_s - g_l) \qquad (9)$$

Pentru $I = l - \frac{1}{2}$ se obține:

$$g_I = g_l \frac{\left(l-\frac{1}{2}\right)\left(l+\frac{1}{2}\right)+l(l+1)-\frac{3}{4}}{2\left(l-\frac{1}{2}\right)\left(l+\frac{1}{2}\right)} + g_s \frac{\left(l-\frac{1}{2}\right)\left(l+\frac{1}{2}\right)+\frac{3}{4}-l(l+1)}{2\left(l-\frac{1}{2}\right)\left(l+\frac{1}{2}\right)}$$

$$g_I = g_l \frac{l^2-\frac{1}{4}+l^2+l-\frac{3}{4}}{\left(l-\frac{1}{2}\right)(2l+1)} + g_s \frac{l^2-\frac{1}{4}+\frac{3}{4}-l^2-l}{\left(l-\frac{1}{2}\right)(2l+1)} =$$

$$= g_l \frac{2l^2+l-1}{\left(l-\frac{1}{2}\right)(2l+1)} + g_s \frac{-l+\frac{1}{2}}{\left(l-\frac{1}{2}\right)(2l+1)} =$$

$$= g_l \frac{2(l+1)\left(l-\frac{1}{2}\right)}{\left(l-\frac{1}{2}\right)(2l+1)} - g_s \frac{1}{2l+1} = g_l \frac{2l+2}{2l+1} - g_s \frac{1}{2l+1}$$

$$g_I = g_l + g_l \frac{1}{2l+1} - g_s \frac{1}{2l+1} = g_l - \frac{1}{2l+1}(g_s - g_l) \qquad (10)$$

Cele două formule pot fi unite în una singură

$$g_I = g_l \pm \frac{1}{2l+1}(g_s - g_l) \qquad (11)$$

Semnul plus corespunde cazului când $I = l + \frac{1}{2}$ iar semnul minus corespunde cazului când $I = l - \frac{1}{2}$. Momentul magnetic nuclear va fi:

$$\mu_I = I\left[g_l \pm \frac{1}{2l+1}(g_s - g_l)\right]\mu_n \qquad (12)$$

ANEXA 5.2

Timpul de viață, spinul și momentul magnetic ale câtorva nuclizi

Nuclid	$T_{1/2}$	I ($\hbar$)	μ_I (μ_n)
^{1}H		1/2	2,79278
^{2}H		1	0,85742
^{3}H	12 ani	1/2	2,9789
^{3}He		1/2	-2,1276
^{4}He		0	
^{6}He	0,8 s	0	
^{6}Li		1	0,82202
^{7}Li		3/2	3,2564
^{8}Li	0,8 s	[2]	1,6532
^{9}Be		3/2	-1,1776
^{10}Br		3	1,8007
^{11}Br		3/2	2,6885
^{12}Br	0,020 s	[1]	1,002
^{11}C	21 m	3/2	± 1,03
^{12}C		0	
^{13}C		1/2	0,7024
^{14}C	5,6 k ani	0	
^{12}N	0,012 s	[1]	± 0,46
^{13}N	10 m	1/2	± 0,3221
^{14}N		1	0,4036
^{15}N		1/2	- 0,2831
^{15}O	2,1 m	1/2	± 0,7189
^{16}O		0	
^{17}O		5/2	- 1,8937
^{18}O		0	
^{21}Na	23 s	3/2	2,386
^{22}Na	2,6 ani	3	1,746
^{23}Na		3/2	2.2175
^{24}Na	15 h	4	1,690
^{24}Mg		0	
^{25}Mg		5/2	-0,8551
^{26}Mg		0	
^{27}Al		5/2	3,6414
^{37}K	1,2 s	3/2	0,204
^{38}K	7,7 m	3	1,374
^{39}K		3/2	0,3914
^{40}K	1,3 Gani	4	-1,298
^{41}K		3/2	0,2149
^{42}K	12 h	2	-1,141
^{43}K	22 h	3/2	± 0,163
^{45}K	20 m	3/2	±0,173
^{40}Ca		0	
^{41}Ca	110 kani	7/2	-1,595
^{43}Ca		7/2	-1,317
^{57}Fe		1/2	0,0902
^{57m}Fe	14,4	[3/2]	-0,1547
^{57m}Fe	136	[5/2]	±1,0
^{57m}Fe	367	[3/2]	<0,5
^{59}Fe	45 zile	3/2	
^{56}Co	77 zile	4	±3,83
^{57}Co	270 zile	7/2	±4,62
^{58}Co	71 zile	1,2	4,03
^{59}Co		7/2	4,62
^{60}Co	5,3 ani	5	3,78
^{60m}Co	10,5 m	2	
^{60}Cu	24 m	2	1,22
^{61}Cu	3,3 h	3/2	2,13
^{62}Cu	9,9 m	1	-0,38
^{63}Cu		3/2	2,223

6

FORȚE NUCLEARE

6.1 Introducere

Odată cu descoperirea neutronului de către *Chadwich* (1932) și elaborarea modelului protono-neutronic al nucleului, a apărut problema forțelor ce se exercită între nucleonii din nucleu. Determinarea energiei de legătură a nucleelor și rezultatele împrăștierii particulelor alfa pe nuclee au condus la concluzia că forțele nucleare sunt puternic atractive și au rază de acțiune mică. Studiul forțelor nucleare reprezintă una din sarcinile cele mai importante ale fizicii nucleare și se poate face cel mai simplu pe sisteme binucleonice care pot fi în stare legată sau în stare nelegată. Sistemul binucleonic legat este deuteronul (nucleul atomului de deuteriu) care este constituit dintr-un proton și un neutron. Studiul sistemelor binucleonice nelegate se referă la împrăștierea neutron-proton, proton-proton, neutron-neutron.

Concluzii referitoare la proprietățile forțelor nucleare s-au tras și din studiul nucleelor complexe, formate dintr-un număr mare de nucleoni.

6.2 Deuteronul

Deuteronul constituie unicul sistem binucleonic legat. Experimental s-a găsit energia de legătură a deuteronului E_{leg}= 2,225 MeV (mică față de energia de legătură a nucleelor mai complexe), spinul nuclear I = 1, paritatea pozitivă (1^+), momentul magnetic μ = 0,86 μ_n iar momentul de cuadrupol electric Q = $2{,}875.10^{-24}$·e cm^2(e fiind sarcina elementară). Din aceste date, rezultă că spinii celor doi nucleoni sunt paraleli și că deuteronul este un nucleu alungit în direcția spinului. Valoarea 1 a spinului nuclear se poate realiza în două situații diferite:

a) cei doi nucleoni se află în starea S, deci momentele cinetice orbitale sunt zero $l_1 = l_2 = 0$ și ca urmare L = 0, iar $s_1 + s_2 = 1$, deci I = L + S = 1;

b) cei doi nucleoni au momentele cinetice orbitale $l_1 = l_2 = 1$, deci L = 2 (stare D) și $s_1 + s_2 = 1$, de unde I = L - S = 1. Situația $s_1 + s_2 = 0$ și $l_1 + l_2 = 1$ cu I = L + S = 1 este exclusă de faptul că paritatea deuteronului este pozitivă. În urma comparării rezultatelor teoretice cu cele experimentale, s-a ajuns la concluzia că starea deuteronului este un amestec al acestor două stări *S* și *D*.

Teoria elementară a deuteronului își propune să găsească funcția de undă ce descrie starea fundamentală a deuteronului, raza acestuia și potențialul corespunzător forțelor nucleare ce se exercită între cei doi nucleoni. Ea pleacă de la următoarele ipoteze simplificatoare :

1. Forțele nucleare sunt conservative (nu depind de viteză). Această presupunere este valabilă numai la energii mici ale particulelor.

2. Forțele nucleare nu depind de spin. Vom vedea mai târziu că această ipoteză nu este corectă. Dependența de spin a forțelor nucleare rezultă și din faptul că deuteronul se găsește numai în starea în care spinii celor doi nucleoni sunt paraleli.

3. Potențialul nuclear are o simetrie sferică, ceea ce înseamnă că admitem că deuteronul se află în starea $^3S_1$, deci neglijăm aportul stării $^3D_1$.

Funcția de undă a deuteronului se găsește ca soluție a ecuației lui *Schrödinger* independentă de timp pentru sistemul celor doi nucleoni:

$$\Delta\Psi + \frac{2m^*}{\hbar^2}[E - V(r)]\Psi = 0 \qquad (6.1)$$

unde prin m^* am notat masa redusă a sistemului celor doi nucleoni:

$$m^* = \frac{m_p m_n}{m_p + m_n}$$

și, aproximând $m_p \cong m_n \cong m$, rezultă $m^* = (m/2)$. Admițând simetria sferică și $L = 0$, ecuația (6.1) se reduce la:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d}{dr}\right)\psi(r) + \frac{m}{\hbar^2}[E - V(r)]\psi(r) = 0, \qquad (6.2)$$

$\psi(r)$ fiind partea radială a funcției de undă $\Psi(\vec{r})$. Se introduce funcția de undă radială $u(r) = r\psi(r)$ iar potențialul $V(r)$ se ia sub forma unei gropi dreptunghiulare:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{pentru } r \le r_0 \\ 0 & \text{pentru } r > r_0 \end{cases}$$

Ca urmare se obțin două ecuații Schrödinger corespunzătoare celor două valori ale potențialului.

Pentru $r \le r_0$, deci în domeniul de acțiune al forțelor nucleare, $V(r) = -V_0$, sistemul este legat având $E_{leg} = -E$. Notând cu u_1 funcția de undă radială corespunzătoare acestui domeniu și scriind $E - V(r) = V_0 - E_{leg}$, ecuația lui *Schrodinger* ia forma:

$$\frac{d^2u_1}{dr^2} + \frac{m}{\hbar^2}(V_0 - E_{leg})u_1 = 0 \qquad (6.3)$$

Soluția acestei ecuații este:

$$u_1(r) = A\sin(k_1 r) + B\cos(k_1 r)$$

cu

$$k_1 = \frac{\sqrt{m(V_0 - E_{leg})}}{\hbar}. \qquad (6.4)$$

Impunând condiția ca $\psi(r)$ să fie finită în origine, deci $u_1(0) = 0$, se obține

$$u_1(r) = A\sin(k_1 r) \qquad (6.5)$$

Pentru $r > r_0$, deci în afara domeniului de acțiune a forțelor nucleare, ecuația lui *Schrödinger* se va scrie

$$\frac{d^2u_2}{dr^2} - \frac{m}{\hbar^2}E_{leg}u_2 = 0 \qquad (6.6)$$

iar soluția va fi:

$$u_2(r) = A'e^{k_2 r} + B'e^{-k_2 r}.$$

Impunând condiția ca $\psi(r)$ să se anuleze la infinit, deci $u_2(\infty) = 0$, soluția se reduce la

$$u_2(r) = Be^{-k_2 r} \qquad (6.7)$$

unde am scris $B' = B$ pentru simplificarea scrierii, iar

$$k_2 = \frac{\sqrt{mE_{leg}}}{\hbar} \qquad (6.8)$$

Cele două soluții sunt reprezentate grafic în Fig.6.1.
Considerând că trecerea între cele două regiuni se face în mod continuu, adică

$$\psi_1(r_0) = \psi_2(r_0)$$

deci

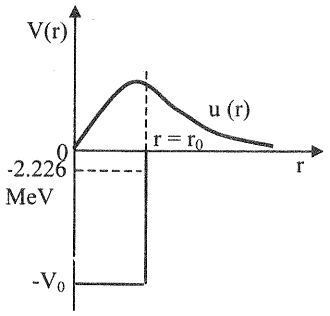


Fig. 6.1

$$u_1(r_0) = u_2(r_0)$$

rezultă

$$A\sin(k_1 r_0) = Be^{-k_2 r}\ , \qquad (6.9)$$

și respectiv

$$\psi_1'(r_0) = \psi_2'(r_0),$$

de unde

$$u_1'(r_0) = u_2'(r_0)$$

rezultă:

$$k_1 A\cos(k_1 r_0) = -k_2 Be^{-k_2 r_0} \qquad (6.10)$$

Împărțind (6.10) la (6.9) se obține:

$$k_1\, ctg(k_1 r_0) = -k_2 \quad \text{sau} \quad ctg(k_1 r_0) = -\frac{k_2}{k_1}\ . \qquad (6.11)$$

Introducând în (6.11) expresiile lui k_1 și k_2 din (6.4) și respectiv (6.8) se obține:

$$ctg\left[\frac{\sqrt{m(V_0 - E_{leg})}}{\hbar} r_0\right] = -\sqrt{\frac{E_{leg}}{V_0 - E_{leg}}}\ . \qquad (6.12)$$

Această relație leagă adâncimea gropii de potențial V_0 de raza de acțiune a forțelor nucleare r_0 pentru o valoare dată a energiei de legătură. Cum energia de legătură a unui sistem este egală cu energia internă a sistemului cu semn schimbat, rezultă:

$$E_{leg} = -E = -(E_{cin} + V) = -(E_{cin} - V_0) = V_0 - E_{cin}\ ,$$

de unde

$$V_0 = E_{cin} + E_{leg}\ .$$

Din ultima relație se vede că V_0 are valoare minimă pentru $E_{leg} = 0$. În aceste condiții, din (6.12) rezultă

$$ctg\left(\frac{\sqrt{mV_0}}{\hbar}\right) = 0$$

de unde

$$\frac{\sqrt{mV_0}}{\hbar} r_0 = (2n+1)\frac{\pi}{2} \qquad \text{cu} \quad n = 0,\ 1,\ 2,...$$

sau

$$V_0 r_0^2 = (2n+1)^2 \hbar^2 \frac{\pi^2}{4m} \qquad (6.13)$$

Din această relație se poate determina valoarea minimă a adâncimii gropii de potențial nuclear V_0^{min}, care se obține pentru n = 0:

$$V_0^{min} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{4m r_0^2}\ . \qquad (6.14)$$

Introducând valoarea razei de acțiune a forțelor nucleare, determinată din experimentele de împrăștiere nucleon-nucleon, $r_0 \cong 1{,}5.10^{-15}$ m, se obține $V_0 \cong$ 30 MeV. Valoarea mare a lui V_0^{min} confirmă intensitatea mare a interacțiunilor nucleare. În condițiile când energia de legătură este diferită de zero, rezultă pentru adâncimea gropii de potențial relația:

$$V_0 = V_0^{min} + E_{leg} > V_o^{min}$$

ceea ce conduce la:

$$ctg\left[\frac{\sqrt{m(V_0 - E_{leg})}}{\hbar} r_0\right] < 0 \quad \text{deci} \quad \frac{\sqrt{m(V_0 - E_{leg})}}{\hbar} r_0 > \frac{\pi}{2}\ .$$

Având în vedere valoarea mică a energiei de legătură, membrul drept al relației (6.12) va avea o valoare foarte mică, negativă. Rezultă astfel că argumentul cotangentei este foarte puțin mai mare de $\pi/2$. Ca urmare, graficul funcțiilor $u_1(r)$ și $u_2(r)$ este cel din Fig.6.1.

Se definește *raza deuteronului* R_D ca distanța la care $u_2(0)$ scade de e ori

$$u_2(R_D) = \frac{u_2(0)}{e} = Be^{-k_2 R_D}$$

de unde

$$R_D = \frac{1}{k_2} = \frac{\hbar}{\sqrt{mE_{leg}}} = 4{,}32 \cdot 10^{-13} cm . \qquad (6.15)$$

Se vede că raza deuteronului este mai mare decât raza de acțiune a forțelor nucleare, ceea ce explică energia de legătură mică a acestuia. Ca urmare, funcția de undă a deuteronului va fi:

$$\psi(r) = \frac{u_2(r)}{r} = \frac{B}{r} e^{-r/R_D} . \qquad (6.16)$$

Constanta B se determină din condiția de normare:

$$\int_0^\infty |\psi(r)|^2 dV = 1$$

cu $dV = 4\pi r^2 dr$. Astfel:

$$\int_0^\infty \frac{B^2}{r^2} e^{-2r/R_D} \cdot 4\pi r^2 dr = 4\pi B^2 \int_0^\infty e^{-2r/R_D} dr = 2\pi B^2 R_D$$

de unde

$$B = \sqrt{\frac{1}{2\pi R_D}}$$

și, astfel, funcția de undă a deuteronului ia forma:

$$\psi(r) = \sqrt{\frac{1}{2\pi R_D}} \cdot \frac{e^{-r/R_D}}{r} . \qquad (6.17)$$

După cum am menționat, în calcule am luat în considerare numai starea ^3S ($L = 0$) a deuteronului. Ca urmare, funcția de undă (6.17) descrie starea S a deuteronului. În această stare momentul de dipol magnetic al deuteronului va fi compus numai din momentele magnetice de spin ale protonului și neutronului (mișcarea orbitală nu este luată în considerare):

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_n + \vec{\mu}_p .$$

Introducând valorile corespunzătoare, se obține

$$\mu = 0{,}879804 \mu_n . \qquad (6.18)$$

Valoarea măsurată experimental este:

$$\mu_{exp} = (0{,}8574376 \pm 0{,}0000004)\mu_n . \qquad (6.19)$$

Se constată o mică diferență între cele două valori, care ar putea fi înlăturată dacă s-ar lua în considerare o mică contribuție a stării D ($L = 2$) la funcția de undă a deuteronului. În aceste condiții se scrie

$$\psi = a_s \psi(l = 0) + a_D \psi(l = 2) \qquad (6.20)$$

Calculând valorile coeficienților a_S și a_D, prin compararea valoarii așteptate cu cea experimentală a momentului de dipol magnetic al deuteronului, rezultă că deuteronul se află în proporție de 96% în starea S ($L = 0$) și în proporție de numai 4% în starea D ($L = 2$). De aici, rezultă că aproximația făcută inițial este suficient de bună dar nu foarte exactă.

Printre proprietățile deuteronului am menționat faptul că el posedă un moment de cuadrupol electric pozitiv. Cum neutronul și protonul liberi nu posedă moment de cuadrupol electric iar starea S corespunde unei simetrii sferice, în aproximația presupusă, momentul de cuadrupol electric al deuteronului ar trebui să fie zero. Dacă se ia în considerare contribuția stării D, se obține o valoare a momentului de cuadrupol electric în concordanță cu cea experimentală. Experimentele de împrăștiere pe ținte de deuteriu au confirmat contribuția de 4% a stării D la starea fundamentală a deuteronului. Existența unui amestec $L = 2$ în starea fundamentală a deuteronului constituie cea mai bună dovadă a caracterului necentral (tensorial) al forțelor nucleare de care ne vom ocupa mai târziu.

6.3 Împrăștierea elastică neutron – proton la energii mici

După cum s-a arătat mai sus, al doilea mod de a studia forțele ce acționează între nucleoni îl constituie analiza împrăștierii nucleon-nucleon în care se realizează un sistem binucleonic nelegat. Ne vom restrânge la domeniul energiilor mici ($E_n < 10$ MeV). În aceste condiții ciocnirea se realizează pentru moment cinetic orbital egal cu zero. (Se spune că la ciocnire participă numai unda S). Neutronul se apropie de proton (considerat în repaus) și interacționează cu acesta când distanța dintre ei devine egală sau mai mică decât raza de acțiune a forțelor nucleare.

Conform mecanicii cuantice, particulei proiectil (neutronul) i se asociază o undă plană ce se propagă în direcția de mișcare a particulei, aleasă de obicei direcția axei Oz. După ciocnirea de țintă (proton), departe de locul de ciocnire, peste unda plană se va suprapune unda sferică ce pleacă din țintă (centrul de ciocnire). Astfel, înainte de ciocnire

$$\Psi_i = e^{i\vec{k}\vec{r}} = e^{ikr\cos\theta} = e^{ikz}$$

cu $k = p/\hbar$.

După ciocnire, departe de locul de ciocnire (acolo unde se fac măsurătorile),

$$\Psi_f = \Psi_i + \Psi_{impr.} = e^{ikz} + f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} \tag{6.21}$$

unde $f(\theta)$ este amplitudinea undei împrăștiate pentru $r = 1$. Un astfel de experiment se face utilizând un fascicul de particule proiectil monoenergetice ce se ciocnesc de o țintă ce conține un număr mare de centre de împrăștiere.

Datorită simetriei cilindrice a fasciculului incident,

$$f(\theta, \varphi) \to f(\theta).$$

Pentru compararea teoriei cu experimentul, se vor calcula mărimi ce pot fi determinate experimental. Experimental, se poate determina secțiunea eficace diferențială

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\Delta N_0(\theta)}{(N_0 . nd)} \cdot \frac{1}{d\Omega},$$

măsurând numărul de particule împrăștiate sub un unghi θ cuprinse în elementul de unghi solid $d\Omega$, $\Delta N_0(\theta)$. În formula de mai sus, N_0 este numărul de particule proiectil pe unitatea de suprafață a țintei, n este concentrația nucleonilor țintă, d este grosimea țintei. Teoretic, secțiunea eficace diferențială se definește astfel:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \tag{6.22}$$

Ca urmare, pentru calcularea secțiunii eficace diferențiale trebuie găsită amplitudinea de împrăștiere $f(\theta)$. Pentru aceasta, este necesar să fie cunoscută funcția de undă Ψ_f care reprezintă soluția asimptotică a ecuației lui *Schrödinger* ce descrie mișcarea particulei proiectil în sistemul centrului de masă (SCM) :

$$\Delta\Psi + \frac{m}{\hbar^2}(E - V(r))\Psi = 0. \tag{6.23}$$

Soluția generală în coorodonate sferice se alege de forma:

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi(r, \theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=+l} i^l C_l^m \psi(r) Y_{l,m}(\theta, \varphi). \tag{6.24}$$

Pentru $l = 0$ rămâne numai partea radială a funcției de undă pe care o vom scrie sub forma:

$$\psi(r) = \frac{u_l(r)}{r} \tag{6.25}$$

iar funcția $u_l(r)$ satisface ecuația:

$$\frac{d^2u_l(r)}{dr^2} + \frac{m}{\hbar^2}(E - V(r))u(r) = 0 \tag{6.26}$$

Interesându-ne soluția asimptotică, deci pentru $r >> r_0$ unde $V(r) = 0$, ecuația se reduce la:

$$\frac{d^2u_l(r)}{dr^2} + \frac{mE}{\hbar^2}u_l(r) = 0 \tag{6.27}$$

sau

$$u'' + k^2u = 0 \quad \text{cu} \quad k = \sqrt{\frac{mE}{\hbar^2}}. \tag{6.27'}$$

Soluția asimptotică:

$$u_{la} = A_l \sin(kr + \varphi_l) \tag{6.28}$$

și

$$\psi_{la} = \frac{A_l}{r}\sin(kr + \varphi_l) \tag{6.29}$$

unde A_l se ia $A_l = 1/k$ iar $\varphi_l = \delta_l - l\pi/2$.

Rezultă

$$\psi_{la} = \frac{1}{kr}\sin\left(kr + \delta_l - \frac{\pi}{2}l\right) \tag{6.30}$$

care introdusă în (6.24) dă:

$$\Psi_a(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} i_l C_l^m \frac{1}{kr}\sin\left(kr + \delta_l - \frac{\pi}{2}l\right) Y_{l,m}(\theta). \tag{6.31}$$

Dar

$$\Psi_a(r, \theta) = e^{ikr} + f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} \tag{6.31'}$$

de unde

$$f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} = \Psi_a(r, \theta) - e^{ikz} \tag{6.32}$$

Efectuând calculele se obține:

$$f(\theta) = \frac{\sqrt{4\pi}}{k}\sum_{l=0}^{\infty}\sqrt{2l+1}e^{i\delta_l}\sin\delta_l \cdot Y_{l,m}(\theta) \tag{6.33}$$

unde δ_l este defazajul parțial corespunzător împrăștierii cu momentul cinetic l. Secțiunea eficace diferențială va fi :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=|f(\theta)|^2=\frac{4\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\sin^2\delta_l\cdot Y_{l,m}(\theta)Y^*_{l,m}(\theta) \qquad (6.34)$$

Secțiunea eficace totală se obține prin integrare după unghiul solid:

$$\sigma=\frac{4\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\sin^2\delta_l \qquad (6.35)$$

iar secțiunea eficace parțială

$$\sigma_l=\frac{4\pi}{k^2}(2l+1)\sin^2\delta_l . \qquad (6.36)$$

Numărul undelor parțiale ce participă la ciocnire depinde de valoarea energiei:

$$l<\left(\frac{r_0}{\hbar}\right)\sqrt{2mE_c} .$$

Pentru energia menționată, $l = 0$, deci :

$$f(\theta)=f_0=\frac{1}{k}e^{i\delta_0}\sin\delta_0 , \qquad (6.37)$$

iar pentru secțiunile eficace diferențială și totală se obțin expresiile:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=f_0f_0^*=\frac{\sin^2\delta_0}{k^2} \qquad (6.38)$$

respectiv

$$\sigma_{tot}=\frac{4\pi}{k^2}\sin^2\delta_0 . \qquad (6.39)$$

δ_0 - este defazajul în cazul undei s.
Acest rezultat arată că, la energii mici, împrăștierea elastică neutron - proton este izotropă în SCM. Această izotropie a fost găsită experimental, ceea ce confirmă valoarea mică a razei de acțiune a forțelor nucleare, r_0.

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI
FIZICĂ

6.4 Dependența de spin a forțelor nucleare

Măsurătorile de secțiune eficace la împrăștierea neutron-proton pentru energii mici au dat valoarea

$$\sigma_{exp}\cong 20{,}4 \text{ barn},$$

Conform teoriei menționată mai sus,

$$\sigma_{teor}\cong 2{,}3 \text{ barn}.$$

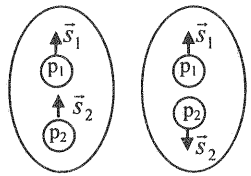
Pentru a explica această discrepanță dintre valoarea teoretică și cea experimentală, Wigner a emis, în 1935, ipoteza că forțele nucleare depind de spin.

În procesul de ciocnire, cei doi nucleoni pot să aibă spinii paraleli, deci $S = s_1 + s_2 = 1$, sau pot avea spinii antiparaleli, deci $S = s_1 - s_2 = 0$. Ponderea statistică corespunzătoare fiecărei stări este $2S + 1$. Astfel în primul caz $2S+1 = 3$ iar în al doilea $2S + 1 = 1$. Cele două stări, de triplet și respectiv singlet, se realizează în raportul ponderilor statistice, deci 3/1, iar secțiunea eficace totală se poate scrie ca:

$$\sigma=\frac{3}{4}\sigma_t+\frac{1}{4}\sigma_s , \qquad (6.40)$$

unde prin σ_t am notat secțiunea eficace de ciocnire corespunzătoare stării de triplet iar prin σ_s cea corespunzătoare stării de singlet.

Confirmarea experimentală a ipotezei lui *Wigner* s-a făcut prin mai multe experimente, dintre care vom analiza împrăștierea neutronilor pe molecule de hidrogen. Molecula de hidrogen, alcătuită din doi atomi de hidrogen, poate exista în două stări :



(a) (b)

Fig. 6.2
(a) – ortohidrogen , $S_m = 1$
(b) – parahidrogen, $S_m = 0$

a) *de ortohidrogen*, când spinii nucleelor (protonilor) celor doi atomi sunt paraleli și, ca urmare, spinul moleculei $S_m = 1$ sau

b) *de parahidrogen*, când spinii nucleelor celor doi atomi sunt antiparaleli, deci spinul moleculei este $S_m = 0$ (Fig.6.2)

La temperatura camerei, raportul numărului de molecule este dat de raportul ponderilor statistice. Atunci când gazul (amestecul de molecule) este răcit rapid se menține același raport 3/1 al numărului de molecule de cele două feluri.

Un fascicul de neutroni cu energia cinetică mică, astfel încât lungimea de undă asociată să fie mult mai mare decât distanța d dintre cei doi protoni (nuclee de hidrogen) din moleculă (pentru ca împrăștierea să se producă pe ambii protoni), este proiectat pe o țintă de hidrogen. În condițiile când ținta este

o moleculă de ortohidrogen, spinul neutronului va avea aceeași orientare (paralelă sau antiparalelă) față de spinii ambilor protoni și împrăștierea pe cei doi protoni va fi coerentă. Deci undele împrăștiate de cei doi protoni vor interfera constructiv. Dacă ținta este o moleculă de parahidrogen, orientarea spinului neutronului va fi diferită în raport cu spinii celor doi protoni: paralel cu unul și antiparalel cu celălalt. Ca urmare, undele împrăștiate de cei doi protoni vor interfera distructiv.

Pentru a calcula secțiunile eficace de împrăștiere pe cele două tipuri de molecule, luând în considerare și orientările spinilor, este mai comod de a utiliza *lungimea de împrăștiere Fermi*. Aceasta se definește ca valoarea lui r pentru care funcția de undă radială $u(r)$ devine zero (intersectează abscisa). Pentru a găsi punctul de intersecție, la energii mici, se face aproximația: $E = E_c \cong 0$ și $V(r) = 0$ (fiind în afara zonei de interacțiune). Ecuația lui *Schrödinger* se reduce la:

$$\frac{d^2u_0}{dr^2} = 0$$

de unde, prin integrare, se obține :

$$\frac{du_0}{dr} = c \quad \text{și} \quad u_0 = c(r - a).$$

Deci $u_0 = 0$ pentru $r = a$.

Fiind vorba de energii mici, în aproximația făcută, $E_c \cong 0$, rezultă $k = 0$ și din (6.21) se găsește:

$$\Psi(\vec{r}) \to \Psi(r) = 1 + \frac{f_0}{r}$$

sau $u_0 = r + f_0$ iar $u_0 = 0$ pentru $r = f_0$, de unde rezultă

$$f_0 = -a. \tag{6.41}$$

Ca urmare:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a^2, \quad \text{respectiv} \quad \sigma = 4\pi a^2. \tag{6.42}$$

Dar

$$f_0 = \frac{1}{k} e^{i\delta_0} \sin\delta_0.$$

Aceasta înseamnă că lungimea de împrăștiere Fermi se poate defini ca:

$$a = \lim_{k\to 0}\left(-\frac{\sin\delta_0}{k}\right) \tag{6.43}$$

Deoarece pentru $k \to 0$ secțiunea eficace trebuie să rămână finită, din (6.38) rezultă că este necesar ca $\delta_0 \to 0$, deci $e^{i\delta_0} \to 1$. În aceste condiții, se aproximează $\sin\delta_0$ cu δ_0.

Dacă notăm a_1 și a_2 lungimile de împrăștiere pe cei doi protoni, atunci lungimea de împrăștiere totală poate fi scrisă ca suma acestora:

$$a = a_1 + a_2. \tag{6.44}$$

Pe fiecare din cei doi protoni împrăștierea se poate realiza într-o stare de triplet sau una de singlet. Pentru a exprima contribuția celor două situații în cazul fiecărui proton se introduc așa numiții *operatori de proiecție* notați cu π_t pentru starea de triplet și cu π_s pentru starea de singlet. Expresiile acestor operatori se aleg în așa fel încât π_t să aibă valoarea unu pentru starea de triplet și zero pentru cea de singlet iar π_s să aibă valoarea unu pentru starea de singlet și zero pentru cea de triplet. Cu ajutorul lor, amplitudinea de împrăștiere se scrie sub forma:

$$a = (a_t\pi_{t1} + a_s\pi_{s1}) + (a_t\pi_{t2} + a_s\pi_{s2}). \tag{6.45}$$

Operatorii de proiecție se exprimă cu ajutorul produsului $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_p$, ce apare și în potențialul de interacțiune, care de data aceasta va conține un termen ce depinde de orientarea spinului neutronului incident față de spinul protonului țintă.

$$V = V_1(r) + V_2(r)\vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_p. \tag{6.46}$$

Se știe că:

$$s_n = \frac{1}{2}\sigma_n; \quad s_p = \frac{1}{2}\sigma_p \quad \text{iar} \quad \vec{S} = \vec{s}_n + \vec{s}_p,$$

$$|S|^2 = |\vec{s}_n|^2 + |\vec{s}_p|^2 + 2\vec{s}_n \cdot \vec{s}_p$$

sau

$$S(S+1) = s(s+1) + s(s+1) + 2\vec{s}_n \cdot \vec{s}_p$$

$$\vec{s}_n\vec{s}_p = \frac{1}{2}[S(S+1) - s(s+1) - s(s+1)] = \frac{1}{2}\left[S(S+1) - \frac{3}{4} - \frac{3}{4}\right]$$

Ca urmare,

$$\vec{\sigma}_n\vec{\sigma}_p = 4\vec{s}_n\vec{s}_p = 4\left[\frac{S(S+1)}{2} - \frac{3}{4}\right] \tag{6.47}$$

Pentru starea de triplet, $S = 1$, rezultă

$$\vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_p = 4\left[1 - \frac{3}{4}\right] = +1$$

iar pentru starea de singlet, $S = 0$, se obține:

$$\vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_p = 4\left[0 - \frac{3}{4}\right] = -3$$

Având în vedere aceste rezultate, expresiile operatorilor de proiecție vor fi :

$$\pi_t = \frac{1}{4}\left[3 + \vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_p\right] \tag{6.48}$$

ce ia valorile: +1 pentru starea de triplet și 0 pentru starea de singlet;

$$\pi_s = \frac{1}{4}\left[1 - \vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_p\right] \tag{6.49}$$

ce ia valorile: 0 pentru starea de triplet și +1 pentru starea de singlet.
Lungimea de împrăștiere pe protonii aflați în stare legată (în moleculă) este diferită de cea pe protoni liberi și anume:

$$a_{legat} = a_{\text{liber}} \frac{m_{\text{legat}}}{m_{\text{liber}}}$$

cu

$$m_{\text{liber}} = \frac{m_n m_p}{m_n + m_p} = \frac{m}{2}$$

$$m_{\text{legat}} = \frac{m_n M}{m_n + M} = \frac{m_n (2m_p)}{m_n + 2m_p} = \frac{2m^2}{3m}$$

deci

$$m_{legat} = \frac{2}{3} m .$$

Cu precizările făcute, să revenim la amplitudinea de împrăștiere:

$$a = a_S(\pi_{s1} + \pi_{s2}) + a_t(\pi_{t1} + \pi_{t2}) =$$

$$= a_S\left[\frac{1}{4}(1 - \vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_{p1}) + \frac{1}{4}(1 - \sigma_n \cdot \vec{\sigma}_{p2})\right] + a_t\left[\frac{1}{4}(3 + \vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_{p1}) + \frac{1}{4}(3 + \vec{\sigma}_n \cdot \vec{\sigma}_{p2})\right]$$

De unde rezultă:

$$a = \frac{a_s + 3a_t}{2} + \frac{a_t - a_s}{4} \vec{\sigma}_n (\vec{\sigma}_{p1} + \vec{\sigma}_{p2}). \tag{6.50}$$

Dar

$$\vec{\sigma}_{p1} + \vec{\sigma}_{p2} = 2\left[\frac{1}{2}\vec{\sigma}_{p1} + \frac{1}{2}\vec{\sigma}_{p2}\right] = 2\vec{S}_m$$

unde $\vec{S}_m$ este spinul moleculei de hidrogen. Cu aceste notații, amplitudinea de împrăștiere se poate scrie astfel:

$$a = \frac{a_s + 3a_t}{2} + \frac{a_t - a_s}{2} \vec{\sigma}_n \cdot \vec{S}_m . \tag{6.51}$$

Pentru *parahidrogen* , $S_m = 0$ și ca urmare:

$$a_{\text{para}} = \frac{a_s + 3a_t}{2} . \tag{6.52}$$

Rezultă pentru secțiunea eficace de împrăștiere pe parahidrogen expresia:

$$\sigma_{\text{para}} = 4\pi a_{\text{para}}^2 = 4\pi \frac{(a_s + 3a_t)^2}{4} . \tag{6.53}$$

Pentru *ortohidrogen*, $S_m \neq 0$, deci:

$$a_{\text{orto}} = \frac{a_s + 3a_t}{2} + \frac{(a_t - a_s)(\vec{\sigma}_n \cdot \vec{S}_{\text{m}}^{\text{orto}})}{2}$$

$$\sigma_{\text{orto}} = 4\pi a_{orto}^2 = 4\pi \left| \frac{a_s + 3a_t}{2} + \frac{a_t - a_s}{2} \vec{\sigma}_n \cdot \vec{S}_{\text{m}}^{\text{orto}} \right|^2$$

$$= 4\pi \left[\frac{a_s + 3a_t}{2}\right]^2 + 4\pi \left[\frac{a_t - a_s}{2}\right]^2 \cdot \left| \vec{\sigma}_n \cdot \vec{S}_{\text{m}}^{\text{orto}} \right|^2 .$$

Ultimul produs trebuie luat în valoare medie pentru a ține cont de toate orientările posibile ale spinului neutronului în raport cu spinul moleculei de hidrogen. Termenul mixt conține $< \vec{\sigma}_n \cdot \vec{S}_m >$ care este zero.

$$< \left| \vec{\sigma}_n \cdot \vec{S}_m \right|^2 > = < \left| \sigma_{nx} S_{mx} + \sigma_{ny} S_{my} + \sigma_{nz} S_{mz} \right|^2 > =$$

$$= < \sigma_{nx}^2 S_{mx}^2 + \sigma_{ny}^2 S_{my}^2 + \sigma_{nz}^2 S_{mz}^2 + \sigma_x \sigma_y S_{mx} S_{my} +$$

$$+ \sigma_x \sigma_z S_{mx} S_{mz} + \sigma_y \sigma_z S_{my} S_{mz} + \sigma_y \sigma_x S_{my} S_{mx}$$

$$+ \sigma_z \sigma_x S_{mz} S_{mx} + \sigma_z \sigma_y S_{mz} S_{my} >$$

Dar :

$$\sigma_{nx}^2 = \sigma_{ny}^2 = \sigma_{nz}^2 = 1 \; ; \; \sigma_{nx} \sigma_{ny} = -\sigma_{ny} \sigma_{nx} ;$$

$$\sigma_{ny}\sigma_{nz} = -\sigma_{nz}\sigma_{ny}\,; \quad \sigma_{nx}\sigma_{nz} = -\sigma_{nz}\sigma_{nx}$$

Moleculele de hidrogen nefiind polarizate, valorile proiecțiilor pe axe sunt, în medie, aceleași. Ca urmare, rămân doar primii trei termeni :

$$<\left|\vec{\sigma}_n \cdot \vec{S}_{\mathrm{m}}^{\mathrm{orto}}\right|^2 >= S_{mx}^2 + S_{my}^2 + S_{mz}^2 = S_m^2 = S(S+1) = 2$$

Deci

$$\sigma_{\mathrm{orto}} = \sigma_{\mathrm{para}} + 2\pi\left[a_t - a_s\right]^2 \qquad (6.54)$$

Raționamentul propus a condus la valori diferite pentru cele două secțiuni eficace: $\sigma_{\mathrm{orto}} \neq \sigma_{\mathrm{para}}$. Dacă experimental se obține o diferență între cele două secțiuni eficace rezultă că ipoteza lui *Wigner* este verificată, adică forțele nucleare depind de spin.

Experimentul a fost efectuat de un grup de fizicieni din Los Alamos care au utilizat drept proiectile neutroni produși în reacția :

$${}_1^2H + {}_4^9Be \rightarrow {}_0^1n + {}_5^{10}B$$

unde deuteronii erau accelerați într-un ciclotron iar neutronii obținuți în urma reacției erau încetiniți într-un bloc de parafină menținut la temperatura aerului lichid. Neutronii încetiniți cădeau pe un tub cu hidrogen răcit la temperatura hidrogenului lichid. S-au obținut următoarele rezultate: $\sigma_{\mathrm{orto}} = 1125$ barn; $\sigma_{\mathrm{para}} = 4$ barn, deci $\sigma_{\mathrm{orto}}/\ \sigma_{\mathrm{para}} \cong 30$ ceea ce confirmă ipoteza că forțele nucleare depind de spin.

6. 5 Împrăștierea proton - proton la energii mici

Împrăștierea proton - proton se realizează la fel ca împrăștierea neutron-proton la energii mici doar că, în acest caz, pe lângă forțele specific nucleare își aduc contribuția și forțele coulombiene .

În mod asemănător, fasciculul incident se reprezintă printr-o undă plană (deși este un grup de grupuri de undă) iar ceea ce rezultă după împrăștierea pe țintă se reprezintă ca o suprapunere a unei unde sferice peste unda plană. Deci

$$\Psi_i = e^{ikz} \quad \text{și} \quad \Psi_f = e^{ikz} + f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r}\,.$$

Problema se pune de a găsi teoretic secțiunea eficace diferențială și totală și a le compara cu valorile corespunzătoare determinate experimental. Știind că

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left|f(\theta)\right|^2,$$

este necesar de a găsi *f(6)*. Pentru aceasta se pleacă de la (6.32):

$$f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} = \psi_f - e^{ikz}$$

cu ψ_f soluția asimptotică a ecuației lui *Schrödinger* radiale (la energii mici participă numai unda *S* și datorită simetriei cilindrice numărul cuantic magnetic $m = 0$)

$$\Delta\psi(r) + \frac{m}{\hbar^2}\left[E - V(r)\right]\psi(r) = 0 \qquad (6.55)$$

Apare deja prima deosebire față de împrăștierea neutron-proton deoarece, așa cum am menționat, în acest caz pe lângă potențialul nuclear apare și potențialul coulombian:

$$V(r) = V_n + V_c \qquad (6.56)$$

Rezultatul calculelor arată că amplitudinea de împăștiere este:

$$f(\theta) = -\frac{\sqrt{4\pi}}{2ik}\sum_l \sqrt{2l+1}\left[e^{2i(\delta_l+\eta_l)} - 1\right]Y_{l,0}(\theta) \qquad (6.57)$$

unde δ_l este defazajul datorat interacțiunii nucleare iar η_l este defazajul datorat interacțiunii coulombiene. Amplitudinea de împrăștiere $f(\theta)$ poate fi scrisă ca o sumă între amplitudinea de împrăștiere datorată interacțiunii pur coulombiene, notată cu $f_c(\theta)$, și amplitudinea de împrăștiere datorată interacțiunii pur nucleare, notată cu $f_N(\theta)$:

$$f(\theta) = f_c(\theta) + f_N(\theta) \qquad (6.58)$$

cu

$$f_c(\theta) = -\frac{\sqrt{4\pi}}{2ik}\sum_l \sqrt{2l+1}\left(e^{2i\eta_l} - 1\right)\cdot Y_{l,0}(\theta) \qquad (6.59)$$

iar

$$f_N(\theta) = -\frac{\sqrt{4\pi}}{2ik}\sum_l \sqrt{2l+1}\, e^{2i\eta_l}\left(e^{2i\delta_l} - 1\right)\cdot Y_{l,0}(\theta) \qquad (6.60)$$

Pentru calcularea secțiunii eficace diferențiale și compararea cu rezultatele experimentale trebuie să avem în vedere că cele două particule sunt identice și atunci când facem măsurători nu putem să știm dacă le-am înregistrat

pe cele împrăștiate sub un unghi θ sau unghi π - θ în (SCM). Luând în considerare toate acestea se obține pentru secțiunea eficace diferențială expresia:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}+\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{N}+\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NC} \qquad (6.61)$$

Primul termen corespunde împrăștierii pur coulombiene, termenul al doilea corespunde împrăștierii pur nucleare iar ultimul corespunde unei interferențe dintre împrăștierea coulombiană și cea nucleară.

Studiul experimental al împrăștierii proton - propton prezintă avantajul că fasciculele de protoni sunt mai ușor de obținut, de colimat și detectat.

Comparând rezultatele obținute la împrăștierea proton-proton cu cele de la împrăștierea neutron - proton, se constată că valorile lungimii de împrăștiere obținute în cele două cazuri pentru starea de singlet sunt foarte apropiate, de unde rezultă că potențialele nucleare în cele două cazuri sunt aceleași. De aici se trage concluzia că forțele nucleare care acționează între doi protoni sunt aceleași cu forțele nucleare care acționează între un proton și un neutron. Această proprietate a primit denumirea de *independența de sarcină a forțelor nucleare.*

6. 6 Independența de sarcină a forțelor nucleare. Izospinul

Această proprietate rezultă din studiul împrăstierii nucleon-nucleon, deci din sistemele binucleonice, cât și din studiul sistemelor formate din mai mulți nucleoni (multinucleonice) și anume din studiul nivelurilor energetice ale nucleelor oglindă: ^{3}H și ^{3}He sau ^{7}Li și ^{7}Be la care energia de legătură diferă strict prin energia coulombiană datorată protonului în plus, precum și din nivelurile energetice ale unor grupuri de izobari ușori cum ar fi: ^{6}He, ^{6}Li, ^{6}Be; ^{8}Li, ^{8}Be, ^{8}B; ^{14}C, ^{14}N, ^{14}O.

Principiul independenței de sarcină a forțelor nucleare a fost enunțat de *Heisenberg*, *Condon* și *Cassen* (1932) și afirmă că, dacă se elimină interacțiunile electromagnetice, forțele dintre un neutron și un proton (n-p), doi protoni (p-p) și dintre doi neutroni (n-n) sunt aceleași. Ca urmare, neutronul și protonul pot fi considerați ca două stări de sarcină ale aceleași particule care a fost numită nucleon. Pentru exprimarea formală a acestei proprietăți, Heisenberg introduce (1933) noțiunea de *izospin* (spin izobaric, spin izotopic). Formalismul matematic al izospinului este același cu al spinului, dar este valabil în așa numitul *spațiu de sarcină.* În acest spațiu, funcția de undă ce descrie stările de izospin ale nucleonului sunt izospinori:

$$\Psi_N=\begin{pmatrix}\Psi_1\\ \Psi_2\end{pmatrix}=\Psi_1^r\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}+\Psi_2^r\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \quad \text{sau} \quad \Psi_N=\Psi_1(r)\pi+\Psi_2(r)\nu \qquad (6.62)$$

cu

$$\pi=\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} \quad \text{iar} \quad \nu=\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$$

Operatorii de izospin sunt :

$\vec{t}=\frac{1}{2}\vec{\tau}$ și, respectiv, componentele $t_i=\frac{1}{2}\tau_i$, i → ξ, η, ζ sau 1, 2, 3

unde τ_i sunt matricile lui *Pauli*:

$$\tau_\xi\equiv\tau_1=\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix};\quad \tau_\eta\equiv\tau_2=\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix};\quad \tau_\zeta\equiv\tau_3=\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix} \qquad (6.63)$$

cu proprietățile cunoscute:

$$\tau_1^2=\tau_2^2=\tau_3^2=1;\qquad \tau_i\tau_j=-\tau_j\tau_i$$

Ca urmare:

$$t^2=t\,(t+1)=3/4;\quad t_\zeta=t_3=(1/2)\tau_3$$

deci:

$$t_\zeta=\begin{cases}+1/2 & \text{pentru starea de proton}\\ -1/2 & \text{pentru starea de neutron}\end{cases}$$

Cu ajutorul lui t_3 se definește operatorul de sarcină electrică

$$q=|e|\left(\frac{1}{2}+t_3\right)=|e|\frac{1}{2}(1+\tau_3), \qquad (6.64)$$

ale cărui valori proprii sunt:

$q=\frac{|e|}{2}(1+1)=+e$ pentru proton; $q=\frac{|e|}{2}(1-1)=0$ pentru neutron.

Izospinul unui sistem de doi nucleoni

Izospinul unui sistem de doi nucleoni se calculează ca suma vectorială a izospinilor *t(1)* și respectiv *t(2)* ai celor doi nucleoni.

$$\vec{T}=\vec{t}(1)+\vec{t}(2), \qquad (6.65)$$

cu

$$T^2=T(T+1),$$

iar

$$|t\,(1)-t\,(2)|\le T\le t\,(1)+t\,(2) \qquad (6.66)$$

Astfel, pentru un sistem de doi nucleoni, $T = 1$ sau 0 iar $T_\zeta = t_\zeta(1) + t_\zeta(2)$ cu valorile proprii în număr de $2T + 1$, de la T la $-T$. Pentru $T = 1$ rezultă $T_\zeta = 1; 0; -1$, iar pentru $T = 0$ rezultă $T_\zeta = 0$.

Pentru un nucleu, ce reprezintă un sistem de mulți nucleoni, izospinul se calculează ca suma vectorială a izospinilor nucleonilor componenți :

$$\vec{T} = \sum_{i=1}^{A} \vec{t}(i); \qquad T_\zeta = \sum_{i=1}^{A} t_\zeta(i) \tag{6.67}$$

Pentru a defini operatorul de sarcină Q vom pleca de la valoarea proprie a lui T_ζ :

$$T_\zeta = Z\left(\frac{1}{2}\right) + (A - Z)\cdot\left(-\frac{1}{2}\right) = Z - \frac{A}{2}$$

de unde

$$Z = (A/2) + T_\zeta \tag{6.68}$$

iar sarcina electrică a nucleului

$$Q = \left(\frac{A}{2} + T_\zeta\right)|e|.$$

Operatorul de sarcină reprezintă sarcina Q exprimată în unități $|e|$, deci:

$$Q = T_\zeta + \frac{A}{2} \tag{6.69}$$

Ca urmare, valoarea proprie a lui Q este Z, adică numărul de sarcini elementare (egal cu numărul de protoni) din nucleu.

Nucleele cu $Z = N$ au $T = 0$; $T_\zeta = 0$ și reprezintă *singleți de izospin.* Exemplu:

$$^4He;\ ^6Li;\ ^8Be;\ ^{10}B;\ ^{12}C;\ ^{14}N;\ ^{16}O.$$

Nucleele oglindă în care diferența dintre Z și N este o unitate au $T = 1/2$ iar $T_\zeta = \pm 1/2$ (dictat de ultimul nucleon "necompensat") formează *dubleți de izospin*

$$Z = \frac{A}{2} + \frac{1}{2} = \frac{(A+1)}{2} \quad \text{sau} \quad \frac{(A-1)}{2}$$

Exemple:

$$^5He - {}^5Li; \quad {}^7Li - {}^7Be; \quad {}^9Be - {}^9B; \quad {}^{11}B - {}^{11}C$$

Nivelurile energetice fundamentale ale acestor nuclee sunt foarte apropiate între ele diferind doar prin energia coulombiană suplimentară ce apare în nucleul cu număr de ordine Z mai mare. Grupuri de câte trei izobari cu A par formează *tripleți de izospin*, $T = 1$. De exemplu: ^{14}O, ^{14}N, ^{14}C, pentru care

$$T_\zeta = 1; \quad Z = \frac{A}{2} + 1 \qquad \left(^{14}O\right)$$

$$T_\zeta = 0; \quad Z = \frac{A}{2} \qquad \left(^{14}N\right)$$

$$T_\zeta = -1; \quad Z = \frac{A}{2} - 1 \qquad \left(^{14}C\right)$$

Nivelurile fundamentale ale grupurilor de 3 izobari cu A par sunt foarte apropiate între ele, diferind doar prin energia coulombiană.

Izospinul are o deosebită importanță în fizica nucleară și în fizica particulelor subnucleare deoarece permite clasificarea nivelurilor energetice ale nucleului, prezintă reguli de selecție pentru diferite tipuri de dezintegrări, explică nerealizarea reacțiilor nucleare ce nu conservă izospinul, permite o clasificare a particulelor subnucleare în multipleți de izospin.

6.7 Caracterul necentral al forțelor nucleare

În cele discutate până aici s-a admis ipoteza că forțele nucleare au un caracter central. Dacă forțele nucleare ar fi centrale, ar depinde numai de distanța dintre particule iar momentul cuadrupolar al nucleelor ar fi zero. Cum majoritatea nucleelor au momente electrice cuadrupolare diferite de zero, rezultă că forțele nucleare au un caracter necentral. În sprijinul acestei afirmații vin următoarele date :

1. *Momentul cuadrupolar diferit de zero al deuteronului*

Existența deuteronului numai în starea cu spinii nucleonilor paraleli cu dreapta ce trece prin cei doi nucleoni și nu în starea cu spinii nucleonilor perpendiculari pe această dreaptă indică faptul că interacțiunea dintre cei doi nucleoni este mai puternică în primul caz.

2. *În modelul păturilor nucleare,* succesiunea corectă a nivelurilor energetice se obține numai dacă se ia în considerație o interacțiune între mișcarea orbitală și spinul nucleonului;

3. *În împrăștierea nucleon-nucleu,* se observă o polarizare a nucleonilor chiar și atunci când spinul nucleului este zero;

Forma potențialului de interacțiune, care să exprime caracterul necentral al forțelor nucleare, s-a obținut în urma încercărilor de potrivire a rezultatelor teoretice cu cele experimentale. S-a găsit că această proprietate trebuie să fie exprimată prin doi termeni :

$$V = V(r) + V(\text{tensorial}) + V(\text{spin - orbita}). \tag{6.70}$$

Nu vom intra în amănunte privind structura acestor termeni.

Sintetizând cele discutate până aici referitor la proprietățile forțelor nucleare se pot afirma următoarele:

A. Din studiul sistemelor binucleonice (deuteronul și împrăștierea nucleon-nucleon) au rezultat următoarele proprietăți ale forțelor nucleare:

1. Raza de acțiune mică: $r_c \approx 1$ - 2 fermi
2. Intensitate mare : $V_{deut} \approx 35$ MeV
3. Depenența de spin : σ_n ortohidrogen $\neq \sigma_n$ parahidrogen
4. Caracter necentral tensorial: $Q_{deuteron} \neq 0$ și anume pozitiv.

B. Atât din studiul sistemelor binucleonice, cât și a celor multinucleonice a rezultat că:

5. Forțele nucleare depind de orientarea spinului față de direcția momentului cinetic (această proprietate a rezultat din polarizarea nucleonilor de împrăștiere elastică și din despicarea de structură fină a nivelurilor energetice nucleare-modelul Mayer-Jensen)
6. Forțele nucleare sunt independente de sarcină. Această proprietate rezultă din faptul că lungimea de împrăștiere (și, ca urmare, secțiunea eficace) este aproximativ aceeași la împrăștierea n-p, p-p, n-n, precum și din faptul că nivelurile energetice fundamentale ale grupurilor de izobari sunt foarte apropiate între ele, diferind doar prin energia de repulsie coulombiană.
7. Forțele nucleare au proprietatea de schimb (în interacțiune schimbă un proton în neutron sau numai proprietățile acestora între ei).

6. 8 Proprietatea de schimb a forțelor nucleare

Pe fotografii ale evenimentelor din camera cu bule care se produceau la împrăștierea neutronilor pe protoni s-a observat că particula țintă era împrăștiată cu unghiuri mici iar cea proiectil cu unghiuri mari, pe când în mod normal situația ar fi trebuit să se prezinte invers.

Astfel de situații s-au putut explica numai prin proprietatea de schimb a forțelor nucleare. Ca urmare a acestei proprietăți, în timpul interacțiunii nucleonii pot schimba între ei coordonatele spațiale, spinul, sarcina. Forțele de schimb au fost introduse de diferiți fizicieni și le poartă numele:

Forțe Majorana. Cei doi nucleoni, când se apropie la o distanță la care acționează forțele nucleare, interacționează iar în timpul interacțiunii are loc schimbul de coordonate spațiale ale celor doi nucleoni.

Forțe Bartlett. Forțele Bartlett fac ca în timpul interacțiunii cei doi nucleoni să facă un schimb de spini.

Forțe Heisenberg. Aceste forțe fac ca în timpul interacțiunii cei doi nucleoni să schimbe între ei coordonatele spațiale și coordonatele de spin. Analizând proprietățile celor doi nucleoni după împrăștiere se constată că acest schimb este echivalent cu schimbarea sarcinii electrice.

Forțe Wigner. Forțele Wigner au fost introduse pentru a desemna forțele fără schimb, corespunzătoare potențialului (6.70).

Dacă se iau în considerare și forțele de schimb, expresia potențialului nuclear devine

$$V = V_W + V_M P^M + V_B P^B + V_H P^H \qquad (6.71)$$

Indicii corespund tipurilor de forțe menționate mai sus.

Existența forțelor de schimb, ce acționează numai între nucleonii vecini, explică *proprietatea de saturație* a forțelor nucleare. Această proprietate justifică faptul că energia de legatură per nucleon este constantă. Dacă fiecare nucleon ar interacționa cu toți ceilalți nucleoni din nucleu, energia de legătură ar fi proporțională cu A^2, iar E_{leg}/A ar fi proporțională cu A. Proprietatea de saturație și densitatea constantă a nucleonilor în nucleu se explică și dacă se consideră că la distanțe mai mici de 0,5 fermi forțele nucleare devin puternic repulsive. De la aproximativ 2 fermi până la 0,5 fermi potențialul de interacțiune este negativ (adâncimea gropii de potențial fiind de aproximativ 30 MeV) iar la distanțe mai mici el devine repulsiv (având o valoare mai mare de 200 MeV). Un astfel de potențial se numește "*potențial cu miez tare*" sau "*potențial cu inimă repulsivă*". Cel mai cunoscut potențial de acest fel este potențialul Hamada-Jonson:

$$V = \begin{cases} -V_0 f(r,R) & pentru \quad r > r_c \\ +\infty & pentru \quad r \le r_c \end{cases}$$

unde $r_c \le 0{,}5$ fermi.

În lipsa unei repulsii puternice dintre nucleoni, la distanțe mici, nucleul ar colapsa înainte de a ajunge la dimensiunile ($\cong 2$ fermi) până la care se manifestă forțele nucleare.

Potențialul cu inimă repulsivă a fost propus și pentru a explica rezultatele împrăștierii nucleon-nucleon la energii de 400 MeV.

În prezent, pentru explicarea saturației forțelor nucleare se utilizează atât forțele de schimb cât și potențialul cu inimă repulsivă.

Elaborarea unei teorii a forțelor nucleare se poate face în două moduri:

1. Alegerea fenomenologică a formei potențialului de interacțiune nucleară, adică introducerea unor termeni care să ia în considerare anumite rezultate obținute experimental.

2. Teoria mezonică a forțelor nucleare. Această teorie a fost elaborată de Yukawa, în 1935, prin analogie cu electrodinamica cuantică (unde interacțiunea între sarcinile electrice se realizează prin schimbul unui foton care reprezintă cuanta câmpului electromagnetic).

Conform teoriei mezonice a forțelor nucleare, interacțiunea nucleară se realizează prin schimbul unor cuante ale câmpului nuclear. Yukawa a numit aceste cuante mezoni. Ulterior, s-a găsit că proprietățile acestora corespund mezonilor π încărcați descoperiți de Powell și colaboratorii, în 1947 și mezonului π neutru descoperit, în 1950, de Björklund si colaboratorii. Mezonii π se găsesc în trei stări de sarcină π^+, π^0, π^-, formând un triplet de izospin, $T = 1$.

Schimbul de pioni între nucleoni în timpul interacțiunii este posibil numai dacă se admite că nucleonii sunt înconjurați de un nor de pioni și anume: protonul ar fi înconjurat de un nor de pioni neutri și pozitivi iar neutronul ar fi înconjurat de un nor de pioni neutri și negativi. Ca urmare, un proton poate emite π^+ sau π^0 pe când un neutron poate emite π^- sau π^0. În timpul interacțiunii se pot schimba mai mulți pioni. Reprezentarea grafică a interacțiunii se face printr-o diagramă Feynman (Astfel de diagrame au fost propuse de *Feynman* în

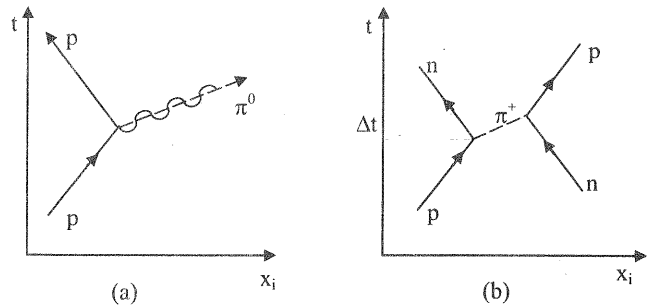


Fig. 6.3

1949). Într-un spațiu cuadridimensional, deplasarea particulelor înainte și după interacțiune se reprezintă prin drepte numite *propagatori* iar punctul de interacție al unor astfel de drepte (ce marchează locul și timpul când se produce interacțiunea) se numește *vertex*. De exemplu, emisia unui pion neutru de către un proton se reprezintă ca în Fig.6.3(a) iar interacțiunea dintre un proton și un neutron, prin schimbul unui pion pozitiv, se reprezintă ca în Fig.6.3(b). Pe abscisă sunt reprezentate coordonatele spațiale x_i (i =1, 2, 3) iar pe ordonată timpul. Din figura 6.3(b) se constată că, pe durata Δt cât se realizează interacțiunea, pe lângă cele două particule mai apare una:

inițial	*pe durata interacțiunii*	*final*
$p + n$	$\rightarrow \quad n + p + \pi^+$	$\rightarrow \quad n + p$

deci pe durata Δt apare o abatere de la conservarea energiei. Aceasta se admite numai dacă

$$\Delta t \cdot \Delta E \cong \hbar \quad adica \quad \Delta E \cong \frac{\hbar}{\Delta t}$$

Durata interacțiunii se poate aproxima prin raportul dintre raza de acțiune a forțelor nucleare, r_0, și viteza de propagare a interacțiunii, adică viteza luminii c:

$$\Delta t = \frac{r_0}{c} = \frac{2.10^{-15}}{3.10^8} = 0{,}7 \cdot 10^{-23}\, s$$

Valoarea de 10^{-23}s a primit denumirea de *timp caracteristic nuclear.* Ca urmare, variația ΔE a energiei (corespunzătoare particulei în plus) ce apare pe durata interacțiunii, admisă de principiul incertitudinii, va fi:

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = m_\pi c^2 \quad \text{de unde} \quad m_\pi = \frac{\hbar}{c^2} \cdot \Delta t \cong 260 m_e .$$

Particulele de schimb ce apar pe durata interacțiunii (adică atunci când nu este satisfăcută conservarea energiei) se numesc *particule virtuale.* Deci, conform modelului lui Yukawa, interacțiunea dintre nucleoni se face prin schimbul de pioni (mezoni π) virtuali.

Întrebări

1. Ce informații oferă studiul deuteronului referitor la proprietățile forțelor nucleare ?
2. Deduceți expresia secțiunii eficace a împrăștierii proton – neutron.
3. Care sunt rezultatele împrăștierii proton-neutron la energii mici ?
4. Cum s-a demonstrat dependența de spin a forțelor nucleare ?
5. Care sunt particularitățile împrăștierii proton-proton la energii mici ?
6. Formulați principiul independenței de sarcină a forțelor nucleare.
7. Ce reprezintă izospinul ?
8. Care este izospinul unui nucleu?
9. Ce legătură există între izospin și sarcina electrică a unui nucleu?
10. În ce constă caracterul necentral al forțelor nucleare ?
11. Care este modelul lui Yukawa privind interacțunea dintre nucleoni și cum se poate reprezenta această interacțiune ?

ANEXA 6.1

Împrăștierea neutron - proton

Conform mecanicii cunatice, particulei proiectil (considerată în acest caz neutronul) i se asociază o undă plană ce se propagă în direcția de mișcare a particulei, aleasă de obicei direcția axei Oz. După ciocnirea de țintă (proton), departe de locul de ciocnire, peste unda plană se va suprapune unda sferică ce pleacă din țintă (centrul de ciocnire). Astfel, înainte de ciocnire

$$\Psi_i = e^{i\vec{k}\vec{r}} = e^{ikr\cos\theta} = e^{ikz}$$

cu $k = p/\hbar$, iar după ciocnire, departe de locul de ciocnire (acolo unde se fac măsurătorile),

$$\Psi_f = \Psi_i + \Psi_{impr.} = e^{ikz} + f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} \qquad (1)$$

unde $f(\theta)$ este amplitudinea undei împrăștiate pentru r = 1.

Un experiment de împrăștiere neutron-proton se face utilizând un fascicul monoenergetic de particule (neutroni) proiectil ce se ciocnesc de o țintă ce conține un număr mare de centre de împrăștiere (protoni).

Datorită simetriei cilindrice a fasciculului incident

$$f(\theta, \varphi) \to f(\theta).$$

Experimental se poate evalua secțiunea eficace diferențială, înregistrând numărul de particule proiectil împrăștiate sub un unghi θ și cuprinse în elementul de unghi solid $d\Omega$ ($\Delta N_0(\theta)$), în condițiile când se cunoaște numărul N_0 de particule incidente, concentrația n a protonilor din țintă și grosimea d a țintei:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\Delta N_0(\theta)}{(N_0 . nd)} \cdot \frac{1}{d\Omega}$$

Pentru a putea compara rezultatele teoretice cu cele experimentale este necesar de a calcula secțiunea eficace diferențială. Teoretic, secțiunea eficace diferențială se definește sub forma

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 . \qquad (2)$$

Ca urmare, pentru calcularea secțiunii eficace diferențiale, trebuie găsită amplitudinea de împrăștiere f(θ). Din relația (1) rezultă că este necesar să fie cunoscută funcția de undă ψ_f ce reprezintă soluția asimptotică a ecuației lui Schrödinger ce descrie mișcarea particulei proiectil, în sistemul centrului de masă (SCM) :

$$\Delta\Psi + \frac{m}{\hbar^2}(E - V(r))\Psi = 0 \qquad (3)$$

Soluția generală în coorodonate sferice se alege de forma:

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi(r, \theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=+l} i^l C_l^m \Psi(r) Y_{l,m}(\theta, \varphi) \qquad (4)$$

Datorită simetriei cilindrice, soluția este independentă de m (fiind independentă de φ) iar, la aceste energii mici, $l = 0$ (participă numai unda S). Partea radială a soluției se scrie sub forma:

$$\Psi(r) = \frac{u_l(r)}{r} \qquad (5)$$

iar funcția $u_l(r)$ satisface ecuația:

$$\frac{d^2 u_l(r)}{dr^2} + \frac{m}{\hbar^2}(E - V(r))u(r) = 0 \qquad (6)$$

Interesându-ne soluția asimptotică, deci pentru $r >> r_0$ unde V(r) = 0, ecuația se reduce la:

$$\frac{d^2 u_l(r)}{dr^2} + \frac{mE}{\hbar^2} u_l(r) = 0 \qquad (7)$$

sau

$$u'' + k^2 u = 0 \quad \text{cu} \quad k = \sqrt{\frac{mE}{\hbar^2}} \qquad (7')$$

Soluția asimptotică:

$$u_{la} = A_l \sin(kr + \varphi_e) \tag{8}$$

și

$$\Psi_{la} = \frac{A_l}{r}\sin(kr + \varphi_l) \tag{9}$$

unde $A_l = 1/k$ iar $\varphi_l = \delta_l - l\,\pi/2$.

Rezultă

$$\Psi_{la} = \frac{1}{kr}\sin\left(kr + \delta_l - \frac{\pi}{2}l\right) \tag{10}$$

care introdusă în (4) dă:

$$\Psi_a(r,\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} i_l C_l^m \frac{1}{kr}\sin\left(kr + \delta_l - \frac{\pi}{2}l\right) Y_{l,m}(\theta) \tag{11}$$

Dar

$$\Psi_a(r,\theta) = e^{ikr} + f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} \tag{11'}$$

de unde

$$f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} = \Psi_a(r,\theta) - e^{ikz} \tag{12}$$

Pentru a efectua scăderea, trebuie să scriem cei doi termeni sub aceeași formă. Din (9) rezultă :

$$\Psi_a(r,\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} i^l \frac{C_e}{kr}\cdot\frac{e^{ikr}\cdot e^{i(\delta_l - e\pi/2)} - e^{-ikr}\cdot e^{-i(\delta_l - e\pi/2)}}{2i}\cdot Y_{l,m}(0) \tag{13}$$

iar unda plană poate fi scrisă astfel:

$$e^{ikz} = \sqrt{4\pi}\sum_{l=0}^{\infty} i^l \sqrt{2l+1}\, j_l(kr)\cdot Y_{l,m}(\theta)$$

unde J_l este funcția Bessel. Forma asimptotică a funcției Bessel este:

$$j_l(kr) \xrightarrow[r\to\infty]{} \frac{\sin\left(kr - l\frac{\pi}{2}\right)}{kr} \quad \text{pentru} \quad k\,r >> l$$

Astfel, departe de locul de ciocnire, se poate scrie:

$$\begin{aligned} e^{ikz} &= \sqrt{4\pi}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{i^l}{kr}\sqrt{2l+1}\sin\left(kr - l\frac{\pi}{2}\right)Y_{l,m}(\theta) = \\ &= \sqrt{4\pi}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{i^l}{kr}\sqrt{2l+1}\,\frac{e^{ikr}\cdot e^{-il\frac{\pi}{2}} - e^{-ikr}\cdot e^{il\frac{\pi}{2}}}{2i}\cdot Y_{l,m}(\theta) \end{aligned} \tag{14}$$

Introducând (13) și (14) în (8) se obține:

$$\begin{aligned} f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} &= \sum_{l=0}^{\infty} i^l \frac{C_l}{kr}\frac{e^{ikr}\cdot e^{i\left(\delta_l - l\frac{\pi}{2}\right)} - e^{-ikr}\cdot e^{-i\left(\delta_l - l\frac{\pi}{2}\right)}}{2i}Y_{l,m}(\theta) - \\ &- 4\pi\sum_{l=0}^{\infty}\frac{i^l}{kr}\sqrt{2l+1}\,\frac{e^{ikr}\cdot e^{-il\pi/2} - e^{-ikr}\cdot e^{il\pi/2}}{2i}Y_{l,m}(\theta) = \\ &= \frac{e^{ikr}}{kr}\sum_{l=0}^{\infty} i^l \frac{e^{-il\pi/2}\left(C_l e^{i\delta_l} - \sqrt{4\pi(2l+1)}\right)}{2i}Y_{l,m}(\theta) - \\ &- \frac{e^{-ikr}}{kr}\sum_{l=0}^{\infty} i^l \frac{e^{il\pi/2}\left(C_l e^{-i\delta_l} - \sqrt{4\pi(2l+1)}\right)}{2i}Y_{l,m}(\theta) \end{aligned} \tag{15}$$

Dar e^{-ikr} corespunde undei reflectate de infinit și ca urmare este fără sens, deci termenul al doilea este zero ceea ce se realizează pentru:

$$C_l e^{-i\delta_l} - \sqrt{4\pi(2l+1)} = 0 \quad \text{de unde} \quad C_l = \sqrt{4\pi(2l+1)}e^{i\delta l} \tag{16}$$

Introducând (14) în (13) se obține:

$$f(\theta)\frac{e^{ikr}}{kr} = \frac{e^{ikr}}{kr}\sum_{l=0}^{\infty} i^l\left(-i^l\right)\sqrt{4\pi(2l+1)}\,\frac{e^{2i\delta_l}}{2i}Y_{l,m}(\theta) \tag{17}$$

unde am folosit

$$e^{il\frac{\pi}{2}} = (-i)^l$$

Din (15) se obține:

$$f(\theta) = \frac{\sqrt{4\pi}}{k}\sum_{l=0}^{\infty}\sqrt{2l+1}\,\frac{e^{i\delta_l}\left(e^{i\delta l} - e^{-i\delta_l}\right)}{2i}Y_{l,m}(\theta)$$

sau

$$f(\theta)=\sqrt{\frac{4\pi}{k}}\sum_{l=0}^{\infty}\sqrt{2l+1}e^{i\delta_l}\sin\delta_l\cdot Y_{l,m}(\theta) \qquad (18)$$

unde δ_l este defazajul parțial corespunzător împrăștierii cu momentul cinetic l. Secțiunea eficace diferențială va fi :

$$\frac{d\tau}{d\Omega}=|f(\theta)|^2=\frac{4\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\sin^2\delta_l\cdot Y_{l,m}(\theta)\cdot Y_{l,m}^{*}(\theta) \qquad (19)$$

Secțiunea eficace totală se obține prin integrare după unghiul solid:

$$\sigma=\frac{4\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\sin^2\delta_l\int_0^{4\pi}Y_{l,m}(\theta)Y_{l,m}^{*}(\theta)d\Omega \qquad (20)$$

Dar

$$\int_0^{4\pi}Y_{l,m}(\theta)Y_{l,m}^{*}(\theta)d\Omega=\delta_{ll'}\delta_{mm'}$$

și cum am considerat doar cazul când $l = 0$ și ca urmare $m = 0$, integrala va da $\delta_{0.0}\,\delta_{0.0} = 1$

Deci

$$\sigma=\frac{4\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\sin^2\delta_l \qquad (21)$$

iar secțiunea eficace parțială

$$\sigma_l=\frac{4\pi}{k^2}(2l+1)\sin^2\delta_l \qquad (22)$$

Numărul undelor parțiale ce participă la ciocnire depinde de valoarea energiei:

$$l<\left(\frac{r_0}{\hbar}\right)\sqrt{2mE_c}$$

Pentru energia menționată $l = 0$ deci :

$$f(\theta)=f_c=\frac{\sqrt{4\pi}}{k}e^{i\delta_0}\sin\delta_0\cdot Y_{0,0}(\theta)\quad\text{cu}\quad Y_{0,0}(\theta)=\frac{1}{\sqrt{4\pi}}$$

deci:

$$f(\theta)=f_0=\frac{1}{k}e^{i\delta_0}\sin\delta_0 \qquad (23)$$

iar pentru secțiunile eficace diferențială și totală se obțin expresiile:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=f_0f_0^{*}=\frac{\sin^2\delta_0}{k^2} \qquad (24)$$

respectiv

$$\sigma_{tot}=\frac{4\pi}{k^2}\sin^2\delta_0, \qquad (25)$$

δ_0 - este defazajul în cazul undei S.

Acest rezultat arată că la energii mici împrăștierea elastică neutron-proton este izotropă în SCM. Această izotropie a fost găsită experimental, ceea ce confirmă valoarea mică a razei de acțiune a forțelor nucleare, r_0. Independența secțiunii eficace de forma potențialului de interacțiune se datorează faptului că lungimea de undă de Broglie asociată neutronilor proiectil:

$$\lambda_{\text{de Broglie}}=\frac{h}{p}=\frac{h}{\sqrt{2mE_c}}$$

este prea mare pentru a sesiza detaliile din regiunea de interacțiune.

7

REACȚII NUCLEARE

7.1 Introducere

Prin reacție nucleară se înțelege, în general, (1) împrăștiere elastică, (2) împrăștiere neelastică și (3) un proces in care se schimbă natura uneia sau mai multor particule implicate în interacțiunea nucleară. În sens mai restrâns, prin reacție nucleară se înțelege interacțiunea dintre o particulă (elementară sau complexă) și un nucleu. Studiul reacțiilor nucleare constituie unul dintre cele mai largi capitole ale fizicii nucleare și subnucleare. Astfel de studii ne oferă informații asupre structurii nucleelor și ne dau posibilitatea de a verifica ipotezele făcute asupra forțelor nucleare. De asemenea, în urma reacțiilor nucleare se pot obține noi specii nucleare, neexistente în natură. Acestea pot să apară în stare fundamentală sau în stare excitată. Dezintegrarea stărilor excitate ne dau informații asupra nivelurilor energetice și asupra schemelor de dezintegrare. Reacțiile nucleare pot fi cauzate de orice tip de particulă incidentă iar în urma reacției poate rezulta orice tip de particulă (proton, neutron, deuteron, particulă alfa, fotoni gama). În natură se produc, în mod permanent, reacții ca urmare a bombardării nucleelor din aer sau din mediile lichide și solide ce ne înconjoară cu particule, de mare energie, provenite din radiația cosmică.

În laborator, prima reacție a fost realizată de către *Rutherford* în 1919 prin bombardarea azotului cu particule alfa :

$$ {}_2^4\alpha + {}_7^{14}N \rightarrow {}_1^1H + {}_8^{17}O . $$

Simbolic, o reacție nucleară se scrie sub forma :

$$ a + A \rightarrow b + B + Q \qquad (7.1) $$

unde *a* este *particula proiectil*, *A* este *nucleul țintă*, *b este particula emergentă*, *B* este *nucleul rezidual* (sau de recul, sau final), iar *Q- energia de reacție*. O formă mai concisă de scriere a fost propusă de *Bothe* :

$$ A(a,b)B $$

unde literele au aceeași semnificație ca mai sus.

Tehnica experimentală a realizării reacțiilor nucleare constă în bombardarea unui material convenabil ales (ținta) cu un fascicul de proiectile nucleare și de a observa produșii de reacție sau de a-i selecționa pentru observarea lor cu ajutorul tehnicilor de coincidență. Delimitarea dintre domeniul nuclear și cel subnuclear se face cu ajutorul energiei de prag pentru generarea pionilor ($\approx$ 350 MeV). Sub acest prag, avem de a face numai cu reacții nucleare în sensul restrâns al acestei noțiuni; peste acest prag, importanța proceselor subnucleare crește, iar la energii de ordinul a mai multor GeV importanța proprietăților nucleare ale nucleului țintă devine secundară.

Analiza și interpretarea datelor experimentale se poate face plecând doar de la legile de cônservare a mărimilor cracteristice participanților la reacție și analizând mecanismele prin care se realizează reacția.

7. 2 Legi de conservare în reacțiile nucleare

În general, prin reacții nucleare se înțeleg interacțiuni tari și, ca urmare, într-un astfel de proces se respectă atât legile de conservare din fizica clasică (se conservă energia, impulsul, momentul cinetic, sarcina electrică), cât și legile de conservare ale mărimilor specifice fizicii nucleare (paritatea, sarcina barionică, sarcina leptonică, izospinul și componenta a treia a acestuia, stranietatea, etc). Legile de conservare permit să se studieze o serie de aspecte legate de reacțiile nucleare ce sunt independente de mecanismul prin care se realizează reacția. Studiul reacțiilor nucleare pe baza legilor de conservare se numește *studiul cinematic* al reacțiilor nucleare.

7.2.1 Conservarea sarcinii electrice și a numărului de nucleoni

Sarcina electrică se conservă în toate tipurile de interacțiuni. Numărul de nucleoni se conservă de asemenea în toate reacțiile nucleare, dar această lege de conservare a fost generalizată la toți barionii, categorie de particule din care fac parte și nucleonii. Pentru aceasta s-a introdus o nouă proprietate a

particulelor elementare numită *sarcină barionică.* Sarcina barionică se notează cu B și are valoarea + 1 pentru barioni (nucleoni și hiperoni), – 1 pentru antibarioni și valoarea 0 pentru toate celelalte particule. Cum nucleonul este un barion, fiecare nucleon (proton sau neutron) are sarcina barionică + 1. Ca urmare, un nucleu cu A nucleoni va avea sarcina barionică egală cu $A \times (+1) = A$. Astfel sarcina barionică a unui nucleu este egală cu numărul de nucleoni iar conservarea numărului de nucleoni este echivalentă cu conservarea sarcinii barionice. În tabelul 7.1 prezentăm câteva de reacții pe care exemplificăm conservarea sarcinii electrice și a sarcinii barionice.

Tabelul 7.1

Reacția	Sarcina electrică (exprimată în unități de sarcină)	Numărul de nucleoni (Sarcina barionică)
${}_2^4\alpha + {}_7^{14}N \rightarrow {}_8^{17}O + {}_1^1H$	2 + 7 = 8 + 1	4 + 14 = 17 + 1
${}_1^1p + {}_3^7Li \rightarrow {}_4^8Be + \gamma$	1 + 3 = 4 + 0	1 + 7 = 8 + 0
${}_7^{13}N \rightarrow {}_6^{13}C + \beta^+ + \nu_e$	7 = 6 + 1 + 0	13 = 13
${}_5^{10}B + n \rightarrow {}_3^7Li + \alpha$	5 + 0 = 3 + 2	10 + 1 = 7 + 4
${}_{83}^{212}Bi \rightarrow {}_{81}^{208}Tl + \alpha$	83 = 81 + 2	212 = 208 + 4

Sarcina electrică și sarcina barionică se conservă în toate tipurile de interacțiuni (ce au loc în timpul unei reacții sau dezintegrări alfa, beta sau gama) după cum se poate vedea și din exemplele prezentate.

7.2.2. Conservarea energiei totale și a impulsului

Conservarea energiei și impulsului impune anumite restricții asupra reacțiilor nucleare. O reacție poate fi reprezentată ca în Fig.7.1. unde se consideră nucleul țintă în repaus. Sistemul de particule care interacționează se consideră izolat și, ca urmare, energia proprie (suma dintre energia internă și energia cinetică în raport cu sistemul de referință al laboratorului) se conservă :

$$m_a c^2 + E_a + m_A c^2 = m_b c^2 + E_b + m_B c^2 + E_B, \qquad (7.2)$$

mc^2 reprezentând energia internă, iar E energia cinetică. Conservarea impulsului în reacție

$$\vec{p}_a = \vec{p}_b + \vec{p}_B \qquad (7.3)$$

permite exprimarea energiei cinetice a nucleului rezidual B (dificil de măsurat din cauza vitezei lui mici datorată masei mari în raport cu cea a particulei emergente) în funcție de energiile cinetice E_a și E_b. Definind energia de reacție Q ca variația energiei interne a sistemului de corpuri ca urmare a interacțiunii :

$$Q = \left(m_a c^2 + m_A c^2\right) - \left(m_b c^2 + m_B c^2\right), \qquad (7.4)$$

din (7.2) rezultă

$$Q = E_b + E_B - E_a. \qquad (7.5)$$

Utilizând (7.3), energia cinetică a nucleului rezidual se poate scrie sub forma:

$$E_B = \frac{p_B^2}{2m_B} = \frac{p_a^2}{2m_B} + \frac{p_b^2}{2m_B} - \frac{2p_a p_b \cos\theta}{2m_B}. \qquad (7.6)$$

Introducând (7.6) în (7.5) se obține :

$$Q = E_b\left(1 + \frac{m_b}{m_B}\right) - E_a\left(1 - \frac{m_a}{m_B}\right) - \frac{2\sqrt{m_a m_b E_a E_b}}{m_B}\cos\theta. \qquad (7.7)$$

Aceasta formulă poartă numele de "*ecuația Q*" și exprimă energia de reacție în funcție de energiile cinetice ale particulei proiectil și a particulei emergente, de masele lor și masa nucleului rezidual, precum și de unghiul dintre direcția de mișcare a particulei emergente și direcția de mișcare a particulei proiectil.

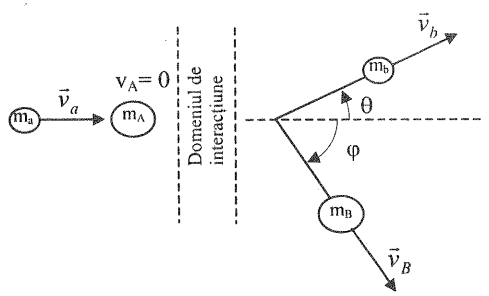


Fig. 7.1

Conform definiției energiei de reacție, ea poate avea valoarea zero dacă în timpul interacțiunii energia internă a corpurilor care interacționează nu se modifică. Un astfel de proces este împrăștierea elastică. În timpul interacțiunii, energia cinetică se redistribuie pe cei doi parteneri dar natura lor și starea de excitare nu se modifică. Energia de reacție este pozitivă (reacție exoenergetică) dacă în timpul interacțiunii energia

internă se micșorează ducând la creșterea energiei cinetice totale a produșilor de reacție (7.1). Energia de reacție este negativă (reacție endoenergetică) atunci când în timpul interacțiunii energia internă a corpurilor crește pe seama micșorării energiei cinetice totale a produșilor de reacție. În unele reacții endoenergetice, natura particulei proiectil și a nucleului țintă nu se modifică dar ultimul trece într-o stare excitată, absorbind energie de la particula proiectil. În acest caz, energia de reacție este egală numeric cu energia de excitare E_{exc} :

$$-Q = E_{exc}\,.$$

Pentru ca o reacție endoenergetică să poată avea loc, trebuie ca particula proiectil să posede suficientă energie cinetică pentru a face posibilă creșterea corespunzătoare a energiei interne. Energia cinetică minimă a particulei proiectil, necesară realizării unei reacții endoenergetice date, se numește energie de prag. Atunci când o reacție nucleară se realizează la prag, produșii de reacție se află în repaus în raport cu sistemul de referință al centrului de masă (SCM) al celor două corpuri, care la rândul lui se mișcă cu viteza v_{CM} față de sistemul de referință al laboratorului (SL, legat de nucleul țintă). Ca urmare, în cazul nerelativist, energia de prag poate fi scrisă sub forma:

$$E_{prag} = (-Q) + \frac{1}{2} M_c v_{CM}^2 \tag{7.8}$$

cu

$$M_c = m_a + m_A \quad \text{si} \quad v_{CM} = \frac{m_a v}{m_a + m_A}$$

Astfel, se poate scrie:

$$(-Q) = E_{prag} - \frac{1}{2}(m_a + m_A)\cdot\frac{m_a^2 v_a^2}{(m_a + m_A)^2} = E_{prag}\,\frac{m_A}{m_a + m_A}$$

cu

$$E_{prag} = \frac{1}{2} m_a v_a^2\,.$$

Rezultă :

$$E_{prag} = (-Q)\frac{m_a + m_A}{m_A} \tag{7.9}$$

Dacă energia de reacție Q este cunoscută, din ecuația Q se poate determina energia cinetică a particulei emergente b. În acest caz, ecuația Q poate fi considerată ca o ecuație de gradul doi în $\sqrt{E_b}$ și poate fi scrisă sub forma :

$$E_b - \sqrt{E_b}\left(2\frac{\sqrt{m_a m_b E_a}}{m_b + m_B}\cos\theta\right) - \left(E_a\frac{m_B - m_a}{m_B + m_b} + Q\frac{m_B}{m_b + m_B}\right) = 0 \tag{7.10}$$

La alegerea soluției acestei ecuații trebuie să avem în vedere ca aceasta să fie reală și pozitivă.

7.2.3. Conservarea momentului cinetic și a parității

Într-o reacție nucleară se face o tranziție de la sistemul țintă - proiectil (starea inițială) la sistemul nucleu rezidual - particulă emergentă (starea finală). Fiecare dintre aceste particule se caracterizează printr-o anumită energie internă, izospin, moment cinetic, paritate, iar în cadrul sistemului și de un anumit moment cinetic relativ. Conservarea momentului cinetic și a parității se scrie sub forma :

$$\vec{I}_a + \vec{I}_A + \vec{l}_{aA} = \vec{I}_b + \vec{I}_B + \vec{l}_{bB} \tag{7.11}$$

$$\pi_a \pi_A (-1)^{l_{aA}} = \pi_b \pi_B (-1)^{l_{bB}} \tag{7.12}$$

Prin I am notat spinii, l_{aA} este momentul cinetic relativ al particulei proiectil în raport cu ținta iar l_{bB} este momentul cinetic relativ al particulei emergente în raport cu nucleul rezidual; π reprezintă parităţile intrinseci.

Conservarea momentului cinetic și a parității impune anumite "reguli de selecție" ce limitează numărul canalelor de reacție posibile din punct de vedere al conservării energiei și a impulsului.

Să considerăm câteva exemple.

a) Reacția

$$\pi^- + d \rightarrow n + n$$

utilizată pentru determinarea parității pionului negativ. Pionii au energie mică, astfel că la interacțiune participă numai unda S ($l_{\pi d} = 0$). Cum $I_\pi = 0$ și $I_d = 1$, momentul cinetic total în starea inițială este:

$$\vec{I}_\pi + \vec{I}_d + \vec{l}_{\pi d} = \vec{0} + \vec{1} + \vec{0} = \vec{1}\,, \qquad \vec{j}_i = \vec{j}_f$$

Momentul cinetic total în starea finală este:

$$\vec{I}_n + \vec{I}_n + \vec{l}_{nn} = \vec{S}_{nn} + \vec{l}_{nn}$$

unde

$$\vec{S}_{nn} = \vec{I}_n + \vec{I}_n$$

Conservarea momentului cinetic cere

$$\vec{I} = \vec{I}_n + \vec{I}_n + \vec{l}_{nn} = \vec{S}_{nn} + \vec{l}_{nn}$$

Paritatea stării inițiale este

$$\pi_{nd} = \pi_n \pi_d (-1)^{l_{nd}} = \pi_n$$

deoarece $\pi_d = +1$.

Paritatea stării finale este

$$\pi_n \pi_n (-1)^{l_{nn}}$$

Conservarea parității cere

$$\pi_\pi = \pi_n \pi_n (-1)^{l_{nn}}$$

Cum paritatea neutronului este pozitivă, paritatea pionului va fi determinată de valoarea lui l_{nn}. Cei doi neutroni din starea finală pot fi într-o stare de singlet $S_{nn} = 0$ sau în una de triplet $S_{nn} = 1$. Astfel, pentru starea de singlet a sistemului format din cei doi neutroni din starea finală, conservarea momentului cinetic cere ca momentul cinetic orbital relativ să fie $l_{nn} = 1$, iar pentru starea de triplet, rezultă $l_{nn} = 0,1,2$. Din condiția ca funcția de undă ce descrie sistemul celor doi neutroni (fermioni), ψ_{2n}, să fie antisimetrică, rezultă că l_{nn} poate lua numai valori impare. Singura valoare impară dintre cele menționate mai sus este: $l_{nn} = 1$. În felul acesta, din conservarea parității, rezultă paritatea pionului egală cu -1.

b) Reacțiile posibile la bombardarea nucleului ^{7}Li cu protoni sunt :

$$p + {}^7_3Li \rightarrow [\ {}^8_4Be\ ]^* \rightarrow \begin{cases} p + {}^7_3Li & impr.\ elastica \\ \alpha + \alpha & reactie\,(p,\alpha) \\ n + {}^7_4Be & reactie\,(p,n) \\ d + {}^6_3Li & reactie\,(p,d) \\ \gamma + {}^8_4Be & captura\,(p,\gamma) \end{cases}$$

Plecând de la masele participanților la reacție se poate constata că reacțiile (p,d) și (p,n) sunt endoenergetice iar energiile lor de prag sunt 5,75 MeV și respectiv 1,88 MeV. Reacția (p,α) este exoenergetică (cu energia de reacție +17,35MeV) și, ca urmare, ar trebui să aibă loc pentru orice energie a protonilor. Totuși la energii sub 1 MeV se constată că este mai probabilă reacția (p,γ). Aceasta se explică prin aceea că, la astfel de energii, participă numai unda S ($l_{pLi} = 0$) și conservarea momentului cinetic total și a parității conduce la formarea ^8_4Be în starea cu

$$\vec{I}_{Be^*} = \vec{I}_{Li} + \vec{I}_p + \vec{l}_{pLi} = \frac{\vec{3}}{2} + \frac{\vec{1}}{2}.$$

Ca urmare, spinul nucleului de beriliu în starea excitată ar putea avea valoarea $I_{Be} = 1$ sau 2 iar paritatea

$$\pi(Be^*) = (\pi_{Li})(\pi_p)(-1)^{l(pLi)} = (-1)(+1)(-1)^0 = -1$$

Sistemul final rezultat din dezintegrarea B_e^*

$$Be^* \rightarrow \alpha + \alpha + 0{,}0092 MeV\,,$$

are paritate pozitivă și, ca urmare, conservarea parității interzice această reacție la energii mici. Numai la energii pentru care la reacție participă unda P ($l_{pLi} = 1$) reacția este posibilă.

7.2.4. Conservarea izospinului

Într-o interacțiune tare izospinul se conservă. Aceasta înseamnă că izospinul total al particulelor care intră în reacție trebuie să fie egal cu izospinul total al particulelor care ies din reacție.

$$\vec{T}_a + \vec{T}_A = \vec{T}_B + \vec{T}_b\,. \qquad (7.13)$$

Diferite stări energetice ale nucleului sunt caracterizate de diferite valori ale izospinului care pot fi cuprinse între $T_{min} = (N - Z)/2$ și $T_{max} = A/2$. Starea fundamentală și stările cele mai puțin excitate au valorile cele mai mici

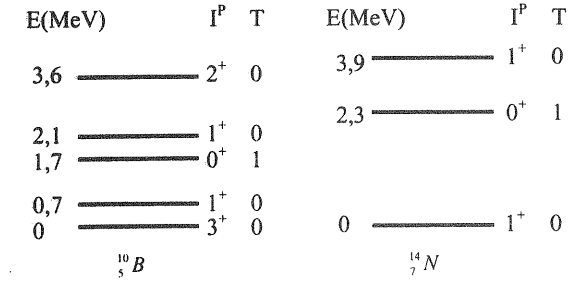


Fig. 7.2

posibile ale izospinului. În reacțiile la care particula proiectil și cea emergentă au izospinii zero $\vec{T}_a = \vec{T}_b = 0$, izospinul nucleului rezidual este același cu al nucleului țintă: $T_A = T_B$. Exemple de astfel de reacții sunt cele la care participă deuteronii și particulele alfa care au $\vec{T}_d = \vec{T}_\alpha = 0$ cum ar fi $(d,\alpha),(d,d),(\alpha,d),(\alpha,\alpha)$. Regula de selecție după izospin a fost verificată

experimental în reacții de tipul (d,d) si (α,α) pe nuclee de ${}^{6}_{3}Li$, ${}^{10}_{5}B$, ${}^{14}_{7}N$ a căror stare fundamentală are $\vec{T}=0$ (aceste nuclee având numărul de protoni egal cu numărul de neutroni). Stările excitate pot avea $T=0$ sau $T=1$.

În Fig.7.2 sunt indicate structurile nivelurilor energetice ale nucleelor de ${}^{10}B$ și ${}^{14}N$. S-a constatat experimental că probabilitatea obținerii unei stări finale excitate având $T=1$ este foarte mică (1-10)% (bineînțeles cu conservarea tuturor celorlalte mărimi caracteristice) în raport cu probabilitatea obținerii stărilor finale având $\vec{T}=0$. Rezultate asemănătoare s-au obținut pentru reacții de tipul (d,α) pe nuclee de ${}^{12}_{6}C$, ${}^{16}_{8}O$, ${}^{40}_{20}Ca$ și pentru reacții de tipul (α,d) pe nuclee de ${}^{12}_{6}C$, ${}^{24}_{12}Mg$. Existența unei probabilități diferite de zero pentru excitarea stărilor cu $T=1$, interzise de conservarea izospinului, indică participarea interacțiunilor electromagnetice la reacție. Forțele coulombiene pot amesteca stările nucleare cu valori diferite ale izospinului dar având aceeași valoare a spinului și a parității (amestecarea coulombiană). Gradul amestecării coulombiene depinde de distanța dintre nivelurile cu același spin și paritate, dar valori diferite ale lui T, de lărgimea acestor niveluri, etc.

În cazul reacțiilor la energii înalte, unde pot să apară particule stranii, este necesar să se ia în considerare și legea conservării stranietății.

7.3 Secțiunea eficace de reacție

7.3.1 Secțiunea eficace totală

Pentru studiul reacțiilor nucleare este necesar de a avea o masură cantitativă a probabilității de realizare a unei anumite reacții. Această mărime trebuie să poată fi măsurată experimental și calculată teoretic în așa fel încât rezultatele obținute pe cele două căi de investigare să poată fi rapid comparate. Mărimea cel mai des utilizată în acest scop este *secțiunea eficace* a unui nucleu țintă pentru o anumită particulă proiectil. Conceptul de secțiune eficace de reacție poate fi cel mai ușor vizualizat sub forma ariei secțiunii transversale a nucleului țintă expusă particulei proiectil. Să considerăm un fascicul paralel de particule proiectil ce cad pe un nucleu țintă (Fig. 7.3). Particulele incidente vor interacționa cu nucleul țintă numai dacă vor cădea pe suprafața σ care este diferită de aria geometrică a secțiunii transversale a nucleului σ_g deoarece trebuie să se ia în considerare și distanța până la care se manifestă forțele de interacțiune dintre particula proiectil și nucleul țintă. Cum o țintă conține n nuclee, probabilitatea de ciocnire va depinde de numărul de nuclee pe care particula proiectil le poate întâlni. Să considerăm ținta sub forma unei pături atât de subțiri încât pe grosimea ei nucleele să nu se suprapună. (Fig. 7.4). Notăm cu

A aria secțunii transversale a țintei și cu n numărul de nuclee din țintă. În aceste condiții, probabilitatea ca o particulă incidentă perpendicular pe această pătură să lovească un nucleu țintă este $n\sigma/A$. Un fascicul incident care conține n_0

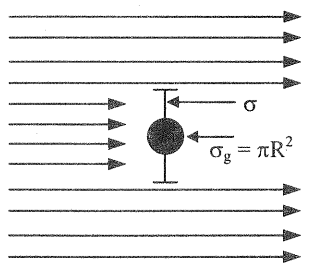


Fig. 7.3

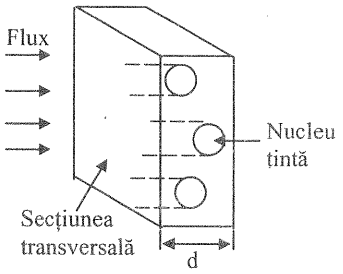


Fig. 7.4

particule pe centimetru cub, ce se mișcă cu viteza v, va suferi în țintă un număr de ciocniri în unitatea de timp pe unitatea de suprafață, ΔN, dat de

$$\Delta N = n_0 v \cdot n\sigma/A \qquad (7.14)$$

$n_0 \cdot v$ reprezintă numărul de particule din fasciculul incident ce traversează unitatea de suprafață în unitatea de timp și se numește *flux de particule*. Vom nota numărul de nuclee din țintă pe unitatea de suprafață transversală cu $n_S = n/A$. Dacă notăm cu d grosimea țintei, atunci putem scrie concentrația nucleelor din țintă $n_l = n_S/d = n/A \cdot d$. Putem astfel scrie expresia secțiunii eficace, pentru o țintă subțire, sub forma:

$$\sigma = \frac{\Delta N}{n_0 \cdot v \cdot n_S} = \frac{\Delta N}{n_0 \cdot v \cdot n_l \cdot d} \,. \qquad (7.15)$$

Conform acestei relații, secțiunea eficace reprezintă numărul de interacțiuni în unitatea de timp pe unitatea de volum pentru unitatea de flux și unitatea de concentrație a nucleelor din țintă. Unitatea de măsură pentru secțiunea eficace este barnul.

$$1\ \text{b} = 1\ \text{barn} = 10^{-24}\ \text{cm}^2 \,.$$

În cazul unei ținte groase, un număr mare de nuclee se suprapun pe adâncime și, ca urmare, sunt mascate de nucleele din fața lor. Pentru a găsi expresia secțiunii eficace în acest caz, se delimitează un strat subțire din țintă, de grosime dx, pe care se poate neglija suprapunerea nucleelor (Fig.7.5). Numărul

de reacții pe secundă din acest strat este dat de rata de micșorare $dN(x)$, ca urmare a interacțiunilor, a numărului de particule $N(x)$ ce ajung pe acest strat

$$-dN(x)=N(x)\cdot n_1\cdot\sigma\cdot dx \qquad (7.16)$$

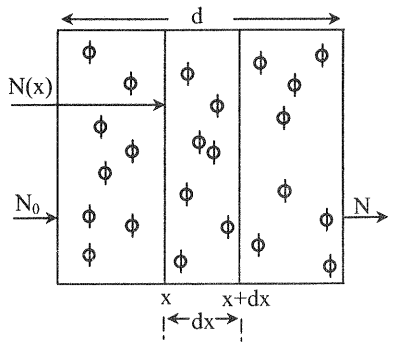


Fig. 7.5

Prin integrare, se obține numărul N de particule care nu au suferit interacțiuni până la ieșirea din acest strat.

$$\int_{N_0}^{N}\frac{dN(x)}{N(x)}=\int_0^d -n_1\,\sigma\cdot dx$$

de unde

$$N=N_0\,exp\,(-n_1\,\sigma\,d) \qquad (7.18)$$

Ca urmare, numărul R de reacții care au loc în fiecare secundă în țintă este:

$$R=\Delta N=N_0-N=N_0[1-exp(-\,n_1\,\sigma\,d)]$$

Când d este mic, această expresie se reduce la expresia obținută în cazul țintei subțiri. Secțiunea eficace poate fi legată direct de parametrii ce exprimă condițiile experimentale:

$$\sigma=\frac{R}{N_0}\cdot\frac{1}{n/A}=\frac{\text{reactii/sec}}{(\text{particule incidente/sec})\cdot(\text{nuclee tinta/cm}^2)}. \qquad (7.19)$$

Raționamentul de mai sus este valabil și pentru tratarea ondulatorie a procesului de ciocnire. La interacțiunea unei unde (plane) incidente cu o țintă, micșorarea dI a intensității de la o valoare inițială I_0 este

$$-dI=I_0\,n_1\sigma\cdot dx$$

iar expresia secțiunii eficace va deveni:

$$\sigma=\frac{\Delta I}{I_0}\cdot\frac{1}{n/A}=\frac{\text{micsorarea intensitatii undei incidente}}{(\text{intensitatea incidenta})\cdot(\text{nuclee/cm}^2)} \qquad (7.20)$$

În general, particulele incidente pot produce simultan într-o țintă mai multe reacții corespunzătoare la diferite tipuri de interacțiuni. Probabilitățile corespunzătoare diferitelor tipuri de interacțiuni, exprimate prin secțiunile

eficace individuale, pot fi adunate (deoarece ariile sunt aditive) pentru a obține probabilitatea totală exprimată sub forma *secțiunii eficace totale*

$$\sigma_{total}=\Sigma\,\sigma_{partial} \qquad (7.21)$$

Sumarea se face după toate *secțiunile eficace parțiale* $\sigma_{partial}$ ce se referă la procesele de reacție individuale, simultane, cum ar fi împrăștiere, absorbție, emisie, etc.

7.3.2 Secțiunea eficace diferențială

Detectarea produșilor de reacție presupune utilizarea unui detector care privește ținta sub un anumit unghi față de direcția fascilulului incident de particule. Pentru a exprima probabilitatea de emisie de particule, în urma reacțiilor, în direcția detectorului, este necesar să se definească *secțiunea eficace diferențială*. Ea descrie *distribuția unghiulară* a particulelor sau radiațiilor emise de o țintă în urma reacțiilor, și se scrie sub forma:

$$\sigma(\theta)\equiv\frac{d\sigma}{d\Omega} \qquad (7.22)$$

Mărimea diferențială $d\sigma=\sigma(\theta)\,d\Omega$ reprezintă probabilitatea ca radiațiile să fie emise într-un element de unghi solid $d\Omega$ situat la un unghi θ față de direcția fasciculului incident. Rezultă că $\sigma(\theta)$ se exprimă în cm^2/steradian sau în barn pe steradian (b / sr).

Secțiunea eficace totală σ se obține prin integrarea secțiunii eficace diferențiale:

$$\sigma=\int_{\Phi=0}^{2\pi}\int_{\theta=0}^{\pi}\sigma(\theta)\,\sin\theta\,d\theta\,d\Phi=2\pi\int_0^{\pi}\sigma(\theta)\,\sin\theta\,d\theta$$

În cazul particular, când emisia de radiații (particule) este izotropă, se obține

$$\sigma=4\pi\,\sigma(\theta) \qquad (7.23)$$

Trebuie să menționăm că, în acest caz, prin secțiune totală de reacție înțelegem integrala secțiunii diferențiale de reacție după toate unghiurile, pe când în cele discutate mai sus, ea presupune sumarea secțiunilor eficace parțiale corespunzătoare diferitelor tipuri de interacțiuni ce pot avea loc în țintă.

În general, σ este o funcție de energia cinetică E a fluxului incident,

$$\sigma=\sigma(E)$$

adică o funcție de lungimea de undă de Broglie a undei incidente

7.3.3. Secțiunea eficace dublu diferențială

În reacțiile nucleare în care sunt emise două particule, $A(a, b\ c)B$, pot fi utilizate combinații de detectori care să dea atât viteza de emisie a fiecărei particule emergente în funcție de direcția (θ_b respectiv θ_c) de emisie (ceea ce dă distribuțiile unghiulare respective) cât și viteza de emisie în coincidență a particulelor *a* și *b* când un detector este menținut în poziție fixă (să presupunem θ_b fix), iar al doilea se rotește (θ_c ia diferite valori) (Fig. 7.6). Măsurătorile de coincidențe permit determinarea *corelației unghiulare* dintre particulele emise. Aceasta se exprimă prin *secțiunea eficace dublu diferențială*

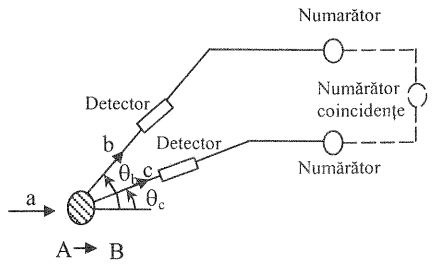


Fig. 7.6

$$\sigma(\theta_b, \theta_c, \Phi) \equiv \frac{d^2\sigma}{d\Omega_b\, d\Omega_c} \tag{7.24}$$

ce se măsoară în b/sr^2.

În fizica nucleară, termenul de secțiune eficace dublu diferențială se utilizează câteodată pentru a exprima dependența secțiunii eficace diferențiale de energia particulei incidente. Ea se scrie atunci sub forma

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE} \tag{7.25}$$

și se măsoară în b· sr^{-1}·MeV^{-1}.

7.3.4. Secțiunea eficace geometrică și secțiunea eficace absolută

Noțiunea de secțiune eficace absolută a fost introdusă pentru descrierea ciocnirilor necentrale și, ca urmare, parametrul de ciocnire *b* este diferit de zero. În aceste condiții, o particulă incidentă de masă *m* și viteză relativă *v* posedă un moment cinetic *mvb* în raport cu nucleul țintă. Teoria cuantică cere ca acest moment cinetic să fie cuantificat. Ca urmare, se poate scrie

$$mvb = l\hbar\,,$$

unde *l* este numărul cuantic secundar ce ia valoarea 0 pentru o ciocnire centrală și valori 1, 2 ,3, ... pentru ciocniri necentrale în care momentul cinetic orbital este din ce în ce mai mare. Rezultă pentru parametrul de șoc expresia

$$b = l\frac{\hbar}{mv} \equiv l\lambda\!\!\!^{-} \tag{7.26}$$

unde $\lambda\!\!\!^{-}$ este lungimea de undă de Broglie pentru particula incidentă. Se poate

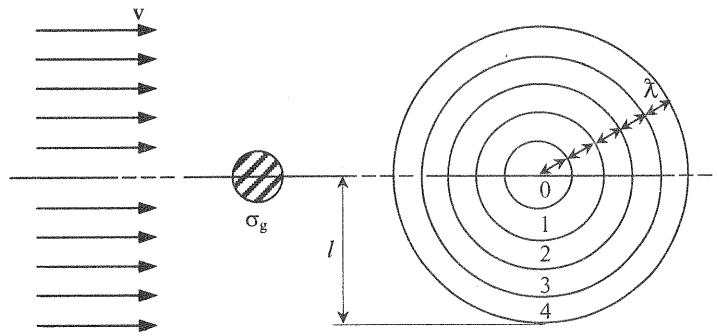


Fig.7.7

astfel spune că *b* este cuatificat după cum este arătat în Fig.7.7. Deci particulei incidente i se pot atribui numai anumite valori discrete ale parametrului de ciocnire *b* în raport cu nucleul țintă, adică, $b = 0$ pentru particula cu $l = 0$ (unda S), $b = \lambda\!\!\!^{-}$ pentru particula cu $l = 1$ (unda P), $b = 2\lambda\!\!\!^{-}$ pentru particula cu $l = 2$ (unda D), și așa mai departe. În felul acesta fasciculul incident poate fi privit ca fiind format din zone cilindrice concentrice, fiecare având o valoare discretă a momentului cinetic orbital. De exemplu, particulele ce reprezintă unda parțială *D* s-ar mișca în lungul zonei ce are parametrul de ciocnire $b = 2\lambda\!\!\!^{-}$. Dacă ele interacționează cu ținta, secțiunea eficace ar trebui să fie egală cu aria discului corespunzător, adică aproximativ egală cu aria coroanei circulare cuprinsă între $b = 2\lambda\!\!\!^{-}$ și $b = 3\lambda\!\!\!^{-}$. În general, particulele cu moment cinetic orbital *l* se ciocnesc cu ținta dacă ele cad pe suprafața coroanei circulare dintre $l\lambda\!\!\!^{-}$ și $(l+1)\lambda\!\!\!^{-}$. Se definește astfel secțiunea eficace absolută ca:

$$\sigma_l = \pi(l+1)^2\lambda\!\!\!^{-2} - \pi l^2\lambda\!\!\!^{-2} = (2l+1)\pi\lambda\!\!\!^{-2} \tag{7.27}$$

Spre deosebire de secțiunea eficace geometrică σ_g care depinde de dimensiunile nucleelor țintă, secțiunea eficace absolută σ_l depinde numai de momentul

cinetic orbital l și de $\lambda\!\!\!^{-}$ a particulei incidente. Particulele cu energie cinetică mică au viteză mică și, ca urmare, valori mari ale lui $\lambda\!\!\!^{-}$. Deci σ_l va depăși foarte mult secțiunea geometrică σ_g. La energii mari, unde $\lambda\!\!\!^{-}$ devine egală cu raza nucleului R, cele două secțiuni eficace devin aproximativ egale.

7.3.5. *Secțiunea eficace și probabilitatea de tranziție*

Între secțiunea eficace diferențială $d\sigma$ de emisie a particulelor într-un element de unghi solid $d\Omega$ și probabilitatea de tranziție în unitatea de timp, W_{fi}, există o relație directă simplă. Dacă reacția se supune unei legi statistice și nu prezintă rezonanțe, probabilitatea de tranziție în unitatea de timp (dată de "*Legea de aur Nr. 2* " a lui *Fermi*) depinde de densitatea stărilor finale accesibile, dn/dE_f:

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} \left\langle \left| H_{fi} \right|^2 \right\rangle \frac{dn}{dE_f} \tag{7.28}$$

$\left\langle \left| H_{fi} \right|^2 \right\rangle$ este valoarea medie a pătratului elementului de matrice care leagă stările inițială și finală.

Pentru o distribuție continuă, densitatea stărilor finale este infinită

$$\frac{dn}{dE_f} \to \infty \quad \text{iar} \quad \left| H_{fi} \right| \to 0 .$$

Pentru a obține o probabilitate de tranziție finită, diferită de zero, se închide sistemul într-un volum finit V în spațiul fazelor. În aceste condiții, particula nu mai este liberă. Ea poate să posede un set discret de stări cuantice. Numărul acestor stări este proporțional cu pătratul impulsului. Să presupunem particula emergentă localizată în volumul spațial V și având impulsul cuprins între p și $p + dp$. Deoarece în spațiul fazelor acest domeniu al impulsului este reprezentat printr-o pătură sferică de volum $4\pi p^2 dp$, volumul în spațiul fazelor va fi $V = V \cdot 4\pi p^2 dp$. Știind că o celulă a spațiului fazelor ocupă volumul h^3 , numărul de stări din spațiul fazelor va fi

$$dn = V \frac{4\pi p^2 dp}{h^3} . \tag{7.29}$$

Ca urmare, densitatea stărilor finale în care se poate afla particula emergentă b va fi

$$\frac{dn}{dE} = \frac{4\pi V}{h^3} p_b^2 \frac{dp_b}{dE} . \tag{7.30}$$

Vom presupune că $\left| H_{fi} \right|^2$ nu variază mult pentru diferitele stări finale accesibile. Elementul de matrice H_{fi} este

$$H_{fi} = \int \psi_f^* U \psi_i \, d\tau \tag{7.31}$$

unde U este energia de interacțiune care este apreciabilă numai în regiunea ocupată de nucleu. În general H_{fi} nu se poate calcula în mod explicit deoarece depinde de structura nucleului. Totuși, se pot face câteva comentarii referitoare la el. Funcțiile de undă ψ_f^*, ψ_i sunt normate în volumul V. Pentru distanțe relative mult mai mari decât raza de acțiune a forțelor nucleare (neglijând forțele coulombiene) , în SCM se poate considera ψ_i ca un produs al unei funcții $e^{ikr}/V^{1/2}$, care descrie mișcarea relativă a particulei proiectil a față de nucleul țintă A, și două funcții, una reprezentând coordonatele interne ale lui a iar cealaltă coordonatele interne ale lui A. În mod similar, se poate raționa și asupra lui ψ_f. Rezultă că elementul de matrice H_{fi} este proporțional cu $1/V$. Contribuțiile la H_{fi} provin numai din regiunea mică ocupată de nucleu. Restul din volumul V nu aduce nici o contribuție la integrală deoarece funcțiile de undă ce descriu stările inițială și finală sunt ortogonale. Se poate astfel evalua H_{fi} ca

$$H_{fi} \cong \frac{1}{V} \int \varphi_f^* \, U \, \varphi_i \, d\tau \tag{7.32}$$

unde integrala se extinde pe volumul nucleului, iar φ sunt funcții numai de coordonatele interne. În mod aproximativ,

$$H_{fi} \cong \frac{\langle U \rangle \cdot (\text{volumul nucleului})}{V} \tag{7.33}$$

unde $\langle U \rangle$ este media energiei de interacțiune pe volumul nucleului.

Atunci când particula proiectil și particula emergentă au sarcină electrică, trebuie să se ia în considerare influiența barierei de potențial coulombian la pătrunderea particulei proiectil în nucleul țintă și la părăsirea nucleului de către particula emergentă. În aceste condiții, se obține:

$$H_{fi} \cong \frac{\langle U \rangle \cdot (\text{volumul nucleului})}{V} \exp(-G_a - G_b) \tag{7.34}$$

G_a si G_b fiind factorii Gamow corespunzători celor două particule.

Pentru a calcula secțiunea eficace de reacție, plecând de la probabilitatea de tranziție W_{fi}, trebuie să avem în vedere că această probabilitate poate fi scrisă ca:

$$W_{fi} = v_{aA} \, n_a \, \sigma_{A \to B} \tag{7.35}$$

unde n_a este numărul de particule proiectil a din unitatea de volum, iar v_{aA} este viteza lui a în raport cu nucleul țintă A. Produsul $n_a \cdot v_{aA}$ reprezintă numărul de particule de tip a ce traversează unitatea de suprafață în unitatea de timp, adică fluxul de particule incidente. Această mărime multiplicată cu secțiunea eficace de reacție $\sigma_{A\to B}$ dă, prin definiție, numărul de tranziții în unitatea de timp, W_{fi}. Presupunând o singură particulă a în volumul V, atunci $n_a=1/V$, relația (7.35) devine:

$$\frac{1}{V} v_{aA} \sigma_{A\to B} = \frac{2\pi}{\hbar} \left\langle \left| H_{fi} \right|^2 \right\rangle \frac{4\pi}{h^3} V p_b^2 \frac{dp_b}{dE} \qquad (7.36)$$

Deoarece $dE = v_b\, dp_b$, și înlocuind v_{aA} cu v_a iar v_{bB} cu v_b și introducând un element de matrice independent de volumul de normare V, $H' = V \cdot H_{fi}$, expresia secțiunii eficace devine:

$$\sigma_{A\to B} = \frac{1}{\pi \hbar^4} \left\langle \left| H' \right|^2 \right\rangle \frac{p_b^2}{v_a v_b} \qquad (7.37)$$

În această expresie, p_b este măsurat în SCM. Având în vedere că medierea lui H' se face după toate stările de spin din starea inițială și finală și că ponderea statistică a stării inițiale (considerată un ansamblu uniform de diferite stări de spin) este normată la unitate, diferitele orientări de spin din starea finală se iau în considerare înmulțind secțiunea eficace cu ponderile statistice corespunzătoare stării finale.

$$\sigma_{A\to B} = \frac{1}{\pi \hbar^4} \left\langle \left| H' \right|^2 \right\rangle \frac{p_b^2}{v_a v_b} (2I_B + 1)(2I_b + 1) \qquad (7.38)$$

Această formulă permite să se obțină comportarea secțiunii eficace în funcție de energia particulei proiectil.

Să considerăm câteva exemple.

1. Împrăștierea elastică a neutronilor (n,n). Când împrăștierea are loc pe un nucleu țintă de masă mare, energia de recul a acestuia poate fi neglijată și, ca urmare, se poate considera

$$v_a \cong v_b$$

În aceste condiții

$$\frac{p_b^2}{v_a v_b} \to \frac{p_n^2}{v_n^2} = m_n^2 = const.$$

La energii mici, $\left| H_{fi} \right|^2$ este aproximativ constant. Pe baza acestor considerente rezultă că secțiunea eficace de împrăștiere elastică a neutronilor cu energii mici este constantă

$$\sigma_{(n,n)} \approx const.$$

Acest rezultat a fost confirmat experimental pentru energii ale neutronilor până la 5 eV (Fig. 7.8).

2. Reacții exoenergetice induse de neutroni de energie mică (n,α), (n,p), (n,γ), (n,f). Energia de reacție Q are valori de ordinul MeV, pe când energia neutronilor este de ordinul eV. În aceste condiții, viteza particulei emergente v_b

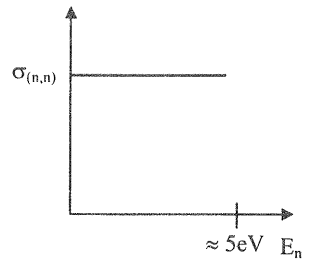


Fig. 7.8

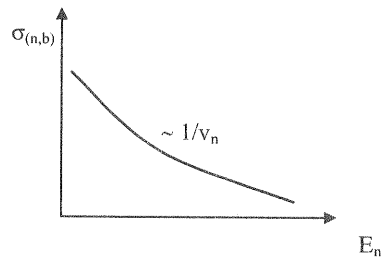


Fig. 7.9

poate fi considerată aproximativ constantă deoarece mici variații ale lui $v_a \equiv v_n$ nu pot afecta în mod sensibil v_b. Pentru particule emergente încărcate,

$$H_{fi} \propto e^{-G_b}.$$

Aceasta depinde de energia particulei emergente care este aproximativ constantă. Ca urmare, e^{-G_b} este aproximativ constant. Rămâne în felul acesta

$$\frac{p_b^2}{v_a v_b} \to \frac{1}{v_n} \frac{p_b^2}{v_b} = const \times \frac{1}{v_n}.$$

Această dependență a secțiunii eficace de reacție de v_n reprezintă cunoscuta *"Lege 1/v"*

$$\sigma_{(n,b)} \propto \frac{1}{v_n}. \qquad (7.39)$$

Ea este reprezentată în Fig. 7.9. O astfel de dependență o vom găsi la secțiunea eficace de fisiune indusă de neutroni.

7.4 Mecanisme de reacție

Varietatea mare a fenomenelor implicate în desfășurarea unei reacții nucleare face dificilă elaborarea unei tratări simple și unitare a proceselor de rearanjare ce au loc în nucleu. Ca urmare, în practică se utilizează modele și aproximații care depind de natura și energia particulei proiectil precum și de natura țintei. Modelele care explică în mod satisfăcător realizarea unui mare număr de reacții nucleare sunt *modelul nucleului compus* și *modelul reacțiilor directe*.

Mecansmul nucleului compus se realizează în special în cazul particulelor proiectil ușoare de energie mică și nuclee țintă relativ ușoare. În acest caz, energia particulei proiectil se distribuie în mod statistic, în urma unui număr mare de ciocniri, între toți sau aproape toți nucleonii din nucleu realizându-se în final o stare de echilibru. Atingerea acestei stări necesită un timp relativ lung ($10^{-13} \div 10^{-14}$ s).

Reacțiile ce se realizează prin interacții directe au loc rapid, în timpul cât proiectilul traversează ținta. Proiectilul transferă energia unui singur nucleon din nucleu după care particula incidentă sau nucleonul ciocnit părăsesc nucleul. Admițând proiectilul ca fiind un neutron cu energia de 1 MeV, el va avea o viteză v = 10^9 cm/s. Pentru traversarea diametrului nucleului ($2R \cong 10^{-12}$ cm) el va necesita un timp

$$\Delta t = \frac{10^{-12}}{10^9} = 10^{-21} s .$$

Între aceste două modele se află un model intermediar care presupune că nucleonul incident se ciocnește cu un nucleon din țintă și după un număr mic de ciocniri secundare se emite o particulă (nucleon sau grup de nucleoni) din nucleu. Reacțiile ce se desfășoară în acest mod se numesc *reacții de preechilibru* nuclear sau emisie de preechilibru. Ele sunt recunoscute după distribuția energetică și unghiulară a produșilor de reacție. Cele mai simple reacții de acest fel sunt reacțiile (p, α) și (n, α).

Pe lângă aceste trei modele mai există o serie de mecanisme de reacție posibile despre care vom vorbi mai târziu. Este important de subliniat faptul că la realizarea unei reacții contribuie, în mod simultan, mai multe mecanisme, contribuția fiecăruia depinde de natura și energia proiectilului, de natura și structura nucleului țintă. Ca urmare, este foarte complicat de a preciza mecanismul prin care s-a realizat o anumită reacție.

7.4.1.Mecanismul nucleului compus

Acest mecanism a fost elaborat de *N.Bohr*, în 1936, care a plecat de la caracteristicile observate experimental ale reacțiilor nucleare la energii mici. Conform acestui model, o reacție nucleară se desfășoară în două etape independente între ele.

În prima etapă, particula proiectil intră în nucleul țintă unde se poate ciocni cu un nucleon cedându-i acestuia o mare parte din energia ei cinetică. Atât nucleonul ciocnit cât și particula incidentă au energii mai mici decât energia necesară părăsirii nucleului, dar se pot ciocni cu alți nucleoni transmițându-le o parte din energia lor cinetică. Ciocnirile pot continua și astfel după un număr mare de ciocniri, se ajunge ca energia cinetică a particulei proiectil să fie distribuită între un număr mare de nucleoni ai sistemului format din particule proiectil împreună cu nucleul țintă. Această situație corespunde formării unui *nucleu compus* într-o anumită stare excitată:

$$a + A = [NC]^* . \tag{7.40}$$

Energia de excitare a nucleului compus este

$$E^{exc} = E_{leg} + E' \tag{7.41}$$

unde E_{leg} este energia de legătură a proiectilului în nucleul compus iar E' este o fracțiune din energia cinetică a particulei proiectil. Această fracțiune se calculează scăzând din energia cinetică a particulei proiectil energia necesară pentru deplasarea centrului de masă a sistemului cu viteză constantă:

$$E' = E_a - \frac{1}{2} M_c v_{CM}^2 = E_a \frac{m_A}{m_a + m_A}$$

cu

$$v_{CM} = \frac{m_a v_a}{m_a + m_A}, \quad M_c = m_a + m_A$$

Când masa țintei este foarte mare în comparație cu masa proiectilului, E' devine aproximativ egal cu E_a și, ca urmare

$$E^{exc} \cong E_{leg} + E_a \tag{7.42}$$

De exemplu, la bombardarea ^{27}Al cu neutroni având energia de 1 MeV, în prima etapă se formează nucleul compus ^{28}Al într-o stare excitată:

$$^{27}_{13}Al + ^{1}_{0}n \longrightarrow \left[^{28}_{13}Al\right]^*$$

Energia de excitare va fi :

$$E^{exc} \cong \left[m\left(^{27}Al\right) + m(n) - m\left(^{28}Al\right)\right]c^2 + E_n ,$$

$$E^{exc} \cong (7{,}725 + 1)\ \text{MeV} = 8{,}725\ \text{MeV}.$$

Această energie este distribuită între un număr mare de nucleoni din nucleu. Deci nucleul compus se formează într-o stare excitată situată la 8,725 MeV deasupra stării fundamentale a nuclidului $^{28}_{13}Al$.

Numărul mare de ciocniri din interiorul nucleului necesită un timp lung ceea ce face ca nucleul compus să "uite" modul în care s-a format.

Etapa a doua constă în dezintegrarea nucleului compus, adică emisia unei particule (nucleon sau grup de nucleoni) din nucleul compus atunci când aceasta reușește să acumuleze energie suficientă pentru a părăsi nucleul (Procesul poate fi asemănat cu evaporarea moleculelor dintr-un lichid fierbinte, motiv pentru care i se spune "evaporarea" nucleului. Pentru evaluarea temperaturii nucleare și a densității de niveluri, se utilizează modelul gazului Fermi pentru structura nucleului. Conform acestui model, energia de excitare a nucleului compus se distribuie statistic între nucleonii gazului Fermi în funcție de temperatura nucleară).

În nucleul compus, direcția impulsului particulei incidente este schimbată prin ciocniri repetate și prin reflexii la suprafața nucleului astfel că distribuțiile unghiulare ale particulelor emise sunt în esență izotrope. Ele depind numai de energia de excitare a nucleului compus, spinul și paritatea sa, prezența barierei de potențial electrostatic precum și de stabilitatea nucleului rezidual. Un nucleu compus dat se poate dezintegra într-o varietate de moduri diferite iar probabilitatea relativă a fiecărui canal de dezintegrare este independentă de modul de formare a nucleului compus:

$$[NC]^* \rightarrow \begin{cases} a + A \\ b + B \\ c + C \\ c + d + D \end{cases} \qquad (7.43)$$

Fiecare din canalele de dezintegrare este caracterizat de o anumită probabilitate de dezintegrare în unitatea de timp, λ_i. Probabilitatea totală de dezintegrare a nucleului compus este egală cu suma probabilităților parțiale, corespunzătoare fiecărui canal de dezintegrare: $\lambda = \Sigma\, \lambda_i$.

Verificarea acestor ipoteze ale modelului nucleului compus, propus de *N. Bohr*, a fost făcută prin mai multe experimente. Vom prezenta experimentul lui *Ghoshal* în care același nucleu compus, $^{64}Zn^*$, s-a format prin două reacții diferite și anume, prin bombardarea nuclidului ^{60}Ni cu particule alfa și prin bombardarea nuclidului ^{63}Cu cu protoni. Pentru a produce aceeași stare excitată a nucleului compus, între energiile cinetice ale celor două proiectile trebuie să existe relația:

$$E_\alpha = E_p + 7MeV$$

Ca urmare

$$c^2\left(m(\alpha) + m\left(^{60}Ni\right)\right) + 7MeV = c^2\left(m(p) + m\left(^{63}Cu\right)\right)$$

S-au produs reacțiile:

1) $^{60}_{28}Ni(\alpha, n)\,^{63}_{30}Zn$ 2) $^{60}_{28}Ni(\alpha, 2n)\,^{62}_{30}Zn$ 3) $^{60}_{28}Ni(\alpha, pn)\,^{62}_{29}Cu$

4) $^{63}_{29}Cu(p, n)\,^{63}_{30}Zn$ 5) $^{63}_{29}Cu(p, 2n)\,^{62}_{30}Zn$ 6) $^{63}_{29}Cu(p, pn)\,^{62}_{29}Cu$

Sintetic, reacțiile produse prin intermediul nucleului compus $^{64}Zn^*$ se pot reprezenta sub forma :

$$a)\quad p + {}^{63}_{29}Cu \rightarrow \left[{}^{64}Zn\right]^* \rightarrow \begin{cases} {}^{63}_{30}Zn + n & (1) \\ {}^{62}_{30}Zn + 2n & (2) \\ {}^{62}_{29}Cu + p + n & (3) \end{cases}$$

$$b)\quad \alpha + {}^{60}_{28}Ni$$

Dacă modul de dezintegrare a nucleului compus este independent de modul de formare a lui, atunci secțiunea eficace a reacției (1) trebuie să fie aceeași pentru ambele canale de intrare a) și b), deoarece în reacțiile a) și b) se formează același nucleu compus în aceeași stare de excitare. Același lucru trebuie să se realizeze pentru canalele de dezintegrare (2) și (3). Acest lucru se mai poate scrie sub forma

$$\sigma(p, n)/\sigma(p, 2n)/\sigma(p, pn) = \sigma(\alpha, n)/\sigma(\alpha, 2n)/\sigma(\alpha, pn).$$

S-au obținut rezultatele din Fig.7.10 ce confirmă independența canalului de dezintegrare de canalul de formare a nucleului compus.

Toate rezultatele experimentale obținute pentru energii mici ale particulelor proiectil au confirmat faptul că nucleul compus "uită" cum s-a format.

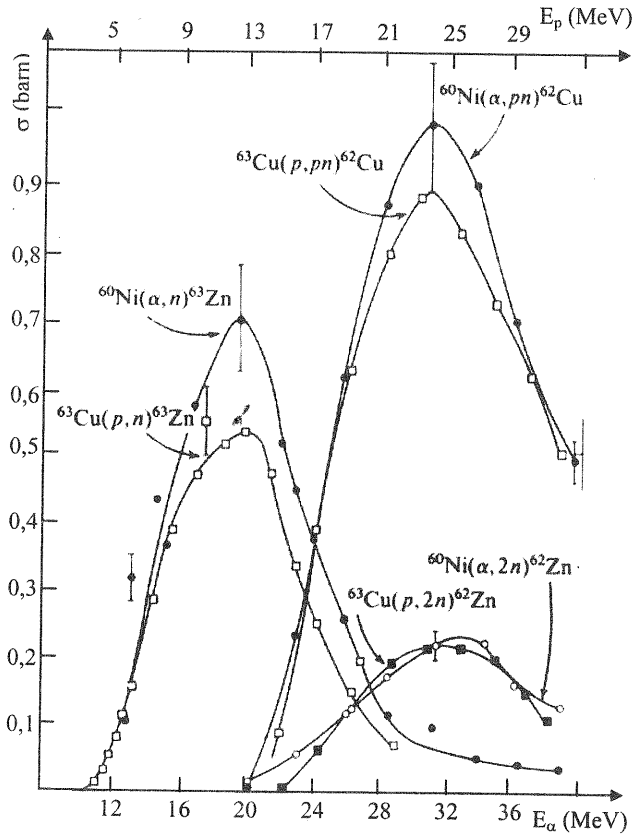


Fig. 7.10

Distribuția energetică a particulelor emergente este o distribuție maxwelliană ce se explică prin faptul că vitezele nucleonilor din interiorul nucleului au o distribuție maxwelliană, ca urmare a multiplelor procese de ciocnire.

În cazul emisiei de particule încărcate trebuie să se ia în considerare corecțiile impuse de bariera coulombiană.

O altă caracteristică a reacțiilor ce se realizează prin mecanismul nucleului compus este faptul că emisia particulelor emergente este simetrică în raport cu $\pi/2$, în SCM. Aceasta rezultă direct din faptul că procesul de dezintegrare a nucleului compus este un proces de interacțiune tare în care paritatea trebuie să se conserve. Ca urmare, probabilitatea emisiei particulelor sub unghiul θ trebuie să fie aceeași cu cea pentru $\pi-\theta$ de unde rezultă că $d\sigma/d\Omega$ este simetrică față de $\pi/2$. Atunci când la formarea nucleului compus participă numai unda *S*, distribuția unghiulară a particulelor emergente este izotropă. Dacă momentul cinetic al particulei proiectil în raport cu ținta este diferit de zero, deci la formarea nucleului compus participă unde *P*, *D*,... atunci apare o abatere de la izotropie (menținându-se simetria în raport cu $\pi/2$) abatere care este cu atât mai mare cu cât raportul dintre masa proiectilului și masa țintei este mai mare.

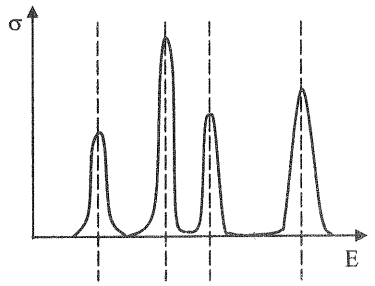


Fig. 7.11

O caracteristică esențială a reacțiilor ce se realizează prin mecanismul nucleului compus o constituie caracterul rezonant al acestora. Când o particulă proiectil intră într-un nucleu țintă și se formează un nucleu compus, acesta trebuie să se formeze într-o anumită stare cuantică ce este determinată de energia particulei proiectil. Fiecărei stări (nivel energetic) a nucleului compus îi corespunde un anumit timp de viață și, ca urmare, o anumită lărgime naturală

$$\Gamma \cong \hbar/\tau = \hbar\lambda\,, \tag{7.44}$$

unde λ este probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp. Pentru energii ale particulelor incidente ce duc la formarea nucleului compus într-o anumită stare cuantică se observă maxime ascuțite ale secțiunii eficace de reacție numite rezonanțe (Fig.7.11). Această comportare a secțiunii eficace de reacție în funcție de energia cinetică a particulei proiectil se explică prin aceea că, pentru o anumită energie a particulei proiectil, probabilitatea de formare a nucleului compus este maximă pentru o anumită stare excitată. Reacțiile ce se produc în aceste condiții se numesc reacții rezonante. Pentru energii diferite de aceasta,

energia de excitate a nucleului compus corespunde unor stări diferite de stările cuantice caracteristice nucleului compus.

Dacă un nucleu compus se poate dezintegra în mai multe feluri diferite, se poate calcula lărgimea naturală Γ_i a nivelului excitat al nucleului compus corespunzător fiecărui mod *i* de dezintegrare

$$\Gamma_i = \hbar\lambda_i,$$

unde λ_i este probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp a nucleului compus prin canalul *i*. Deoarece

$$\lambda = \sum\lambda_i$$

rezultă:

$$\Gamma = \sum\Gamma_i \tag{7.45}$$

ceea ce permite utilizarea lui Γ în loc de λ. Un nucleu compus se caracterizează prin mai multe stări cuantice excitate de lărgime Γ_i distanțate între ele. Dacă lărgimea nivelurilor, Γ, este mult mai mare decât distanța, *D*, dintre ele se vor obține maxime de rezonanță distincte pentru secțiunea eficace a reacțiilor. Distanța medie dintre nivelurile energetice ale unui nucleu dat se definește ca inversul densității nivelurilor energetice:

$$< D >= \frac{1}{\rho\left(E^{exc}\right)} \tag{7.46}$$

Odată cu creșterea energiei de excitare E^{exc}, densitatea $\rho\,(E^{exc})$ crește foarte rapid și, ca urmare, distanța medie dintre niveluri scade. În același timp, lărgimea unui nivel energetic corespunzător unei stări excitate crește cu creșterea energiei de excitare, mărind probabilitatea emisiei de mai multe particule. Se poate astfel ajunge la situația în care lărgimea nivelurilor să fie egală cu distanța medie dintre ele, trecându-se astfel de la distribuția discretă a stărilor la cea continuă. Această trecere se realizează pentru o anumită energie de excitare $E^{exc} = E^{exc}_{cont}$. La energii de excitare mai mari decât aceasta, nivelurile se suprapun și spectrul devine continuu. Pentru astfel de energii de excitare, secțiunea eficace prezintă variații lente cu energia particulei proiectil. La energii de excitare mici, unde maximele de rezonanță sunt ascuțite și distanțate între ele, se poate determina experimental Γ_i și D_i. Acestea pot furniza informații asupra structurii nivelurilor energetice ale nucleului compus.

Având în vedere modul de realizare a reacțiilor nucleare prin intermediul nucleului compus (sau a nucleului intermediar), secțiunea eficace a unei reacții se poate scrie ca un produs între secțiunea eficace de formare a nucleului compus, σ_c, și probabilitatea de dezintegrare w(*b*) a nucleului compus prin emisia particulei *b*:

$$\sigma(a,b) = \sigma_c \cdot w(b) \tag{7.47}$$

Probabilitatea relativă de emisie a particulei *b* din nucleul compus este

$$w(b) = \frac{\lambda_b}{\lambda} = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}. \tag{7.48}$$

Secțiunea eficace de formare a nucleului compus se scrie ca produsul a trei factori

$$\sigma_c = \sigma_l \cdot T \cdot f(E_a), \tag{7.49}$$

unde σ_l este secțiunea eficace de împrăștiere elastică a particulei proiectil de moment cinetic orbital *l* pe nucleul țintă

$$\sigma_l = \frac{\pi}{k^2}(2l+1)\sin^2\delta_l \tag{7.50}$$

Valoarea maximă a acestei secțiuni este:

$$(\sigma_l)_{\max} = \frac{\pi}{k^2}(2l+1) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1) \tag{7.51}$$

unde $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{1}{\lambda\!\!\!^{-}}$; λ fiind, în acest caz, lungimea de undă de Broglie asociată particulei proiectil.

T - este transparența barierei nucleului țintă pentru particula proiectil. Ea se ia sub forma:

$$T = 2\pi\frac{\Gamma_a}{D}. \tag{7.52}$$

Γ_a este lărgimea nivelului nucleului compus format prin absorbția particulei proiectil *a*, iar *D* este distanța dintre starea fundamentală și nivelului respectiv. $f(E_a)$ este factorul de rezonanță , dat de o funcție Lorentz, care în cazul de față se ia de forma:

$$f(E_a) = \frac{K}{(E_a - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \tag{7.53}$$

în care E_0 este energia cinetică a particulei proiectil corespunzătoare vârfului rezonanței, iar *K* se determină din condiția de normare a lui $f(E_a)$

$$\frac{1}{D}\int_{-\infty}^{+\infty} f(E_a)\,dE = 1$$

$$\frac{1}{D}\cdot\frac{K}{\Gamma/2}\left[arctg\frac{E_a - E_0}{\Gamma/2}\right]_{-\infty}^{+\infty} = \frac{2K}{D\Gamma}\left[\frac{\pi}{2}+\frac{\pi}{2}\right] = 1$$

de unde

$$K = D\Gamma/2\pi\,. \tag{7.54}$$

Astfel, expresia lui $\sigma(a,b)$ devine :

$$\sigma(a,b) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1)\frac{\Gamma_a\cdot\Gamma_b}{(E_a-E_0)^2+(\Gamma/2)^2}\,. \tag{7.55}$$

Această formulă a fost găsită de *Breit* și *Wigner* pentru un singur nivel de excitare al nucleului compus. Ea dă secțiunea eficace în apropierea rezonanței și nu se aplică proceselor nerezonante. Deși este obținută pentru un singur nivel de rezonanță, ea poate fi aplicată în toate cazurile când distanța dintre niveluri este mult mai mare decât lărgimea nivelurilor.

Dacă se ia în considerare spinul particulelor participante la reacție, atunci expresia secțiunii eficace trebuie înmulțită cu ponderea statistică g care depinde de spinul I_c al nucleului compus, spinul I_A, al țintei și spinul I_a al particulei proiectil :

$$g = \frac{2I_c+1}{(2I_A+1)(2I_a+1)}\,. \tag{7.56}$$

Cu această corecție, expresia secțiunii de reacție devine:

$$\sigma(a,b) = \frac{2I_c+1}{(2I_A+1)(2I_a+1)}\pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1)\frac{\Gamma_a\cdot\Gamma_b}{(E_a-E_0)^2+(\Gamma/2)^2}\,. \tag{7.57}$$

Ca exemple de reacții ce se realizează prin mecanismul nucleului compus, vom considera reacțiile de împrăștiere elastică, la rezonanță, a neutronilor și de captură radiativă a neutronilor pe nuclee intermediare și grele. De fapt, spectroscopia neutronică a contribuit în mod deosebit la verificarea corectitudinii formulei Breit- Wigner.

La energii mici ale neutronilor, de la zero până la prima rezonanță, secțiunea eficace de captură radiativă variază ca $1/v_n$ (conform legii dată de *Fermi* în 1935) ceea ce explică de ce reacțiile care se realizează în reactorii nucleari cu neutroni foarte lenți sunt cele mai numeroase. În vecinătatea rezonanței, secțiunea eficace este dată de formula Breit-Wigner:

$$\sigma(n,\gamma) = g\pi\lambda\!\!\!^{-2}_n\frac{\Gamma_n\Gamma_\gamma}{(E-E_0)^2+\Gamma^2/4}\,. \tag{7.58}$$

Legea $1/v_n$ se verifică pentru un domeniu larg de energii ale neutronilor. La nuclee țintă grele ea se aplică în domeniul 0,01 ÷ 1 eV, iar la nucleele țintă intermediare, domeniul se extinde până la câțiva KeV. Captura radiativă este însoțită de împrăștierea elastică a cărei secțiune eficace în apropierea rezonanței este:

$$\sigma(n,n) = g\pi\lambda\!\!\!^{-2}_n\frac{\Gamma_n^2}{(E-E_0)^2+\Gamma^2/4}\,. \tag{7.59}$$

Secțiunea eficace totală este:

$$\sigma_t = \sigma(n,n)+\sigma(n,\gamma) = g\pi\lambda\!\!\!^{-2}_n\frac{\Gamma_n\Gamma}{(E-E_0)^2+\Gamma^2/4}\,, \tag{7.60}$$

unde

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma \tag{6.61}$$

Semilărgimea pentru captură radiativă, Γ_γ, este aceeași pentru toate nucleele cunoscute și se modifică puțin cu energia. Γ_γ este de ordinul a 0,1 eV ceea ce corespunde unui timp de viață $\tau \approx 10^{-14}$s. Semilărgimea corespunzătoare împrăștierii elastice crește cu viteza neutronilor. Ca urmare, pentru fiecare nucleu există un domeniu al energiilor mici ale neutronilor în care $\Gamma_n << \Gamma_\gamma$, adică captura radiativă este mai probabilă decât împrăștierea elastică. Acest lucru poate fi înțeles dacă se analizează schema nivelurilor energetice ale nucleului compus din apropierea stării fundamentale și în starea excitată. În apropierea stării fundamentale distanța dintre niveluri este de 0,1 MeV. Această distanță se micșorează cu creșterea energiei de excitare ajungând la aproximativ 10 eV pentru o energie de excitare de ordinul a 8 MeV (energia de legătură a neutronului în nucleul compus). Dacă este captat un neutron lent ($E_n \cong$ 1eV) de către un nucleu de masă medie, energia de excitare a nucleului compus format este puțin mai mare decât energia de legătură a neutronului (8 MeV), asigurând condiția de captură radiativă la rezonanță.

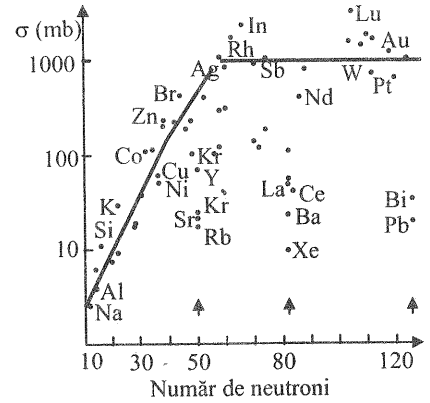


Fig. 7.12

Pe măsură ce energia neutronilor crește, împrăștierea elastică devine tot mai importantă ca apoi să devină dominantă. Valoarea energiei neutronilor pentru care Γ_n devine egală cu Γ_γ depinde de numărul de masă al nucleului țintă și anume crește cu creșterea lui A. De exemplu, pentru A = 60; 110; 180 aceste energii sunt 0,8 eV; 1,4 KeV; respectiv 22 KeV. De asemenea valoarea secțiunii

eficace de captură radiativă crește cu creșterea lui A până la A = 100 (Fig.7.12) cu scăderi abrupte pentru număr de neutroni 50, 82 și 126.

Nucleele care au o valoare mare a secțiunii eficace de absorbție a neutronilor termici sunt cele de cadmiu. Cadmiul absoarbe toți neutronii cu energia mai mică de 0,3 MeV incluzând și pe cei termici. Secțiunea eficace de absorbție la rezonanță, σ = 7200 barn, este mai mare decât secțiunea eficace de absorbție a neutronilor termici, σ = 2500 barn. Aceste date se referă la cadmiul natural. Absorbția neutronilor de către cadmiu se datorează izotopului ^{113}Cd care are secțiune eficace de absorbție a neutronilor termici de 20.000 barni, iar la rezonată σ_r = 60.000 barni. Datorită acestui lucru, ^{113}Cd este utilizat pentru absorbția neutronilor termici în reactoare și în multe alte instalații experimentale. Există multe nuclee cu secțiunea eficace de absorbție a neutronilor termici mai mare, dar sunt mai puțin disponibile. Menționăm că secțiunea eficace de absorbție a neutronilor termici de către ^{135}Xe este $3{,}5 \cdot 10^6$ barni. Acest izotop al xenonului se află printre fragmentele de fisiune din reactorii nucleari. Absorbind puternic neutronii termici, ^{135}Xe amortizează reacția în lanț schimbând astfel parametrii de funcționare ai reactorului. Acest fenomen a primit denumirea de *otrăvirea cu xenon*.

La nuclee ușoare, rezonanțele au intensitate mică, ceea ce se manifestă prin valorile foarte mici ale secțiunilor eficace.

7.4.2. Mecanismul reacțiilor directe

O particulă incidentă cu energie mare (mai mare de 10 MeV) poate lovi un singur nucleon din nucleu sau un cluster (grup) de nucleoni comunicându-i energie suficientă pentru a părăsi nucleul iar restul nucleului asistă la acest proces ca un simplu "spectator". O reacție care se produce în acest fel se numește reacție (interacțiune) directă. Ea necesită un timp foarte scurt (10^{-21} - 10^{-22}s) egal cu cel necesar particulei proiectil să străbată nucleul.

Menționăm în cele ce urmează principalele moduri de realizare a reacțiilor directe.

a) Particula proiectil pătrunde în nucleu, are loc o ciocnire prin care pierde o cantitate de energie și apoi părăsește nucleul. La o astfel de ciocnire sunt posibile două situații: *i*) starea cuantică internă a țintei și proiectilului nu se modifică. Ciocnirea ce se realizează în aceste condiții se numește *elastică*; *ii*) transferul de energie de la proiectil la țintă duce la modificarea stării cuantice a nucleului țintă. În acest caz, ciocnirea se numește împrăștiere *neelastică*.

b) Particula incidentă intră în nucleu și prin ciocnire transferă unui nucleon energie suficient de mare pentru ca acesta să părăsească nucleul.

c) Particula proiectil poate interacționa cu mai mulți nucleoni din nucleu punând nucleul într-o stare de vibrație sau într-o stare de rotație dacă nucleul țintă nu este sferic. În felul acesta, nucleul țintă trece într-o *stare excitată colectivă* în care configurațiile nivelurilor uniparticulă rămân neschimbate. Acest mod de ciocnire este tot o împrăștiere neelastică, particula incidentă își continuă drumul pe o traiectorie deviată față de cea inițială.

d) Un proton proiectil intră în nucleu interacționează cu un neutron din nucleu prin schimbul unui mezon π. În urma interacțiunii, protonul trece în neutron și iese din nucleu iar nucleul rămas are un neutron schimbat în proton față de nucleul țintă. Aceasta este o *împrăștiere cu schimb de sarcină* și permite studierea *stărilor izobare analoage*.

e) Un nucleon incident se apropie suficient de mult de un nucleu pentru a capta un nucleon de pe suprafața nucleului țintă și cei doi pleacă împreună de exemplu sub forma unui deuteron. O astfel de reacție a primit denumirea de *reacție de pickup*.

f) Un deuteron incident se apropie suficient de mult de nucleul țintă în așa fel încât unul din capete (având în vedere forma alungită a deuteronului) să pătrundă în interiorul țintei iar celălalt să fie reflectat (datorită energiei de legătură mici, deuteronul se poate rupe ușor) și să-și continue drumul. Aceasta poartă numele de *reacție de stripping* sau de rupere. Exemple de reacții de rupere a unui singur nucleon din proiectil sunt : (d,p), (d,n), (t,d), $(^3He,d)$, $(\alpha,^3He)$, (α,t), $(^{13}C,^{12}C)$, etc. Există și reacții de rupere a doi nucleoni din proiectil cum ar fi: (t,p), (t,n), $(^3He,p)$, (α,d), $(^6Li,\alpha)$, $(^{16}O,^{14}N)$, etc., de rupere a trei nucleoni (α,p), de rupere a patru nucleoni $(^6Li,d)$, $(^7Li,t)$, etc., de rupere a cinci nucleoni $(^7Li,d)$ și așa mai departe. În toate aceste cazuri s-au observat și studiat și reacțiile inverse adică acelea de pickup.

În toate tipurile de reacții directe menționate, fie particula proiectil, fie nucleonul sau clusterul ciocnit se află în domeniul de energie continuă (stare nelegată) a sistemului format din proiectil împreună cu nucleul țintă. Reacția se realizează ca și cum interacțiunea ar avea loc numai cu acel nucleon sau cluster din țintă. Un exemplu de astfel de interacțiune directă îl constituie ciocnirea protonilor cu energie mare de nucleul de Li, rezultând doi protoni ce se deplasează de preferință pe direcții reciproc perpendiculare și au energiile aproximativ egale cu cele pe care le-ar avea dacă protonul țintă ar fi liber.

Caracteristicile principale ale unei reacții ce se realizează printr-o interacțiune directă sunt următoarele:

1. Are loc la energii mari ale particulei proiectil (dacă particula proiectil este un nucleon, energia cinetică a acestuia trebuie să depășească 10 MeV) și într-un timp scurt (10^{-21} - 10^{-22}s) egal cu cel necesar particulei proiectil de a

parcurge diametrul nucleului. Realizându-se într-un timp scurt, semilărgimea Γ ($\Gamma = \hbar/\tau$) a rezonanțelor din curba de variație a secțiunii eficace în funcție de energia cinetică a particulei proiectil este mare (Γ poate varia între 0,66 și 6,6 MeV), deci se obțin rezonanțe largi. Aceasta înseamnă că reacția se produce cu probabilitate mare pentru un domeniu larg de energii ale particulei proiectil. Experimental se obține un maxim larg pentru energii medii (20-30MeV), după care secțiunea eficace rămâne constantă cu creșterea energiei particulei proiectil. În Fig.7.13 este reprezentată variația secțiunii eficace a reacției

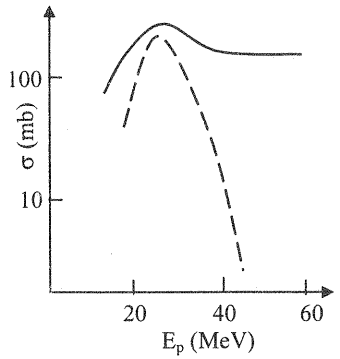


Fig. 7. 13

^{71}Ga(p,pn)^{70}Ga

în funcție de energia cinetică a protonilor proiectil.

2. Datorită faptului că are loc o singură ciocnire (sau un număr foarte mic de ciocniri) și lipsei reflexiilor, direcția de mișcare a particulelor emise este corelată puternic cu direcția impulsului particulei incidente. Altfel spus, distribuția unghiulară a particulelor emise are un maxim pentru direcția înainte ($\theta \cong 0$)

.

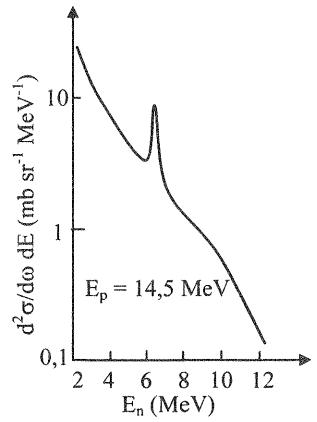


Fig. 7. 14

3. Spectrul energetic al particulelor emise prezintă un maxim pentru o energie apropiată de energia particulei proiectil. Să considerăm ca exemplu reacția $^{51}_{23}V(p,n)^{51}_{24}Cr$. $^{51}_{23}V$ are 23 protoni și 28 neutroni. Ca urmare, în afara miezului de pături complete cu 20 protoni și respectiv 20 neutroni mai sunt 3 protoni și 8 neutroni pe nivelul $f_{7/2}$. Nuclidul final, $^{51}_{24}Cr$ are 4 protoni și respectiv 7 neutroni pe nivelul $f_{7/2}$. Deci ciocnirea poate fi considerată ca schimbarea unui neutron într-un proton fără a schimba nivelul. Ca urmare, energia de reacție Q trebuie să fie egală cu diferența energiilor coulombiene a ^{51}V și ^{51}Cr. Spectrul neutronilor emiși în această reacție prezintă un maxim pronunțat pentru o energie egală cu diferența dintre energia protonului incident și diferența

energiilor coulombiene (fig.7.14). Aceasta demonstrează că diferența dintre nivelurile protonice și cele neutronice din nucleu este dată de diferența adâncimilor celor două gropi de potențial.

4. Randamentul reacțiilor nucleare diferă în funcție de canalul de reacție. De exemplu pentru energii ale neutronilor incidenți cuprinse între 2 și 4 MeV, randamentul reacției $^{14}N\ (n,\alpha)\ ^{11}B$ este de aproximativ 30 de ori mai mare decât a reacției $^{14}N\ (n,p)\ ^{14}C$. Conform mecanismului nucleului compus probabilitatea celor două reacții ar trebui să fie egale deoarece s-ar forma același nucleu compus.

5. Particula proiectil de energie mare interacționează cu nucleonii de la suprafața nucleului. Din această cauză aceste reacții se mai numesc și *reacții de suprafață*. Dar pentru energii mai mari (nucleoni cu energia peste 100 MeV), lungimea de undă de Broglie asociată particulei proiectil devine mai mică decât distanța dintre nucleonii din nucleu și, în aceste condiții, se pot produce interacțiuni cu nucleoni din interiorul nucleului, deci *reacțiile* devin *de volum*. Acest lucru poate fi constatat urmărind dependența secțiunii eficace de reacție în funcție de diferența ΔE dintre energiile particulei incidente și a celei emergente.

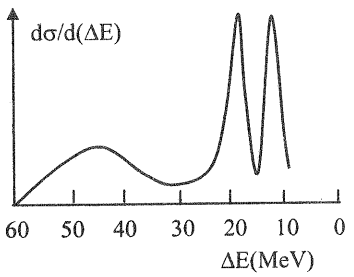


Fig. 7. 15

Menționăm rezultatele obținute în acest sens pentru reacția $^{16}_{8}O(p,2p)^{15}_{7}N$. Diferența energiilor menționată mai sus corespunde energiei de legătură a protonului scos din $^{16}_{8}O$. Rezultatele experimentale sunt reprezentate în Fig.7.15. Se observă trei maxime bine conturate care corespund scoaterii protonilor de pe nivelurile $1p_{1/2}$, $1\ p_{3/2}$, $1s_{1/2}$. Distanța dintre maxime poate fi utilizată pentru determinarea energiei necesare pentru scoaterea unui nucleon din fiecare nivel. Astfel, din poziția maximelor rezultă că energia de legătură pe nivelurile $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$ și $1s_{1/2}$ a nucleului $^{16}_{8}O$ este 12 MeV, 19 MeV și respectiv 45 MeV. Distribuția unghiulară a celor doi protoni emiși pentru ΔE = 19 MeV și respectiv ΔE =12 MeV este reprezentată în Fig.7.16(a) și (b). Se constată o concordanță satisfăcătoare cu calculele teoretice (curbele întrerupte) ale corelației unghiulare în reacția (p,$2p$) efectuate pe baza modelului păturilor nucleare.

Astfel de studii au fost efectuate pe nuclee ușoare până la $^{40}_{20}Ca$ oferind posibilitatea cunoașterii caracteristicilor păturilor nucleare.

6. O altă trăsătură a reacțiilor directe este relația dintre momentul

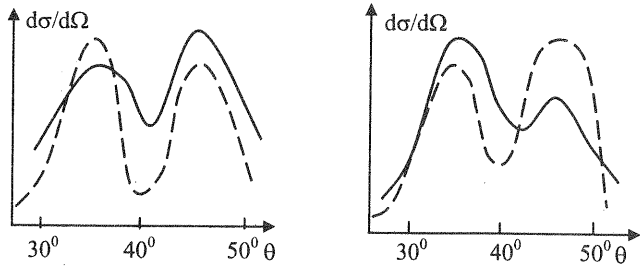


Fig. 7.16

cinetic transferat nucleului rezidual și distribuția unghiulară a particulelor emise. Impulsul p_a al particulei incidente trebuie să fie egal cu suma vectorială a impuslului p_b al particulei emise și impulsul p_t transferat nucleului țintă (Fig.7.17): $\vec{p}_a = \vec{p}_b + \vec{p}_t$ de unde $\vec{p}_t = \vec{p}_a - \vec{p}_b$.

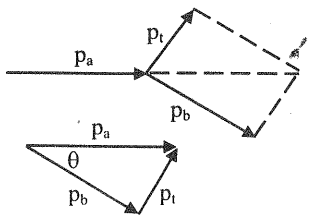


Fig. 7.17

Ca urmare,

$$p_t^2 = p_a^2 + p_b^2 - 2p_a p_b \cos\theta$$

Dacă notăm $p_a = p$; $p_b = p - \delta$, atunci:

$$p_t^2 = 2p^2 + \delta^2 - 2p\delta - 2p^2\delta\cos\theta + 2p\delta\cos\theta$$
$$= 2p^2(1-\cos\theta) - 2p\delta(1-\cos\theta) + \delta^2$$
$$p_t^2 = 2p^2(1-\cos\theta)\left(1-\frac{\delta}{p}\right) + \delta^2,$$

Dar

$$1-\cos\theta = 2\sin^2\frac{\theta}{2},$$

iar pentru unghiuri θ mici, se poate aproxima $\sin\frac{\theta}{2} \cong \frac{\theta}{2}$, deci expresia impulsului transferat devine:

$$p_t^2 = p^2\left[\theta^2\left(1-\frac{\delta}{p}\right) + \left(\frac{\delta}{p}\right)^2\right].$$

De aici se poate găsi expresia unghiului de împrăștiere θ:

$$\theta^2 = \frac{(p_t/p)^2 - (\delta/p)^2}{1-\delta/p}$$

Momentul cinetic transferat poate fi evaluat ca

$$\vec{l}_t = \vec{R}\times\vec{p}_t; \qquad \left|\vec{l}_t\right| = Rp_t = \hbar\sqrt{l_t(l_t+1)} \tag{7.62}$$

R fiind raza nucleului la care au loc majoritatea reacțiilor directe. Deoarece reacțiile pot avea loc și în interiorul nucleului (dar în apropierea suprafeței acestuia), se poate scrie:

$$p_t \geq \frac{\hbar\sqrt{l_t(l_t+1)}}{R}, \tag{7.63}$$

iar unghiurile de împrăștiere posibile vor fi determinate de momentul cinetic transferat:

$$\theta^2 \geq \frac{(\lambda\!\!\!^{-}/R)^2 l_t(l_t+1) - (\delta/p)^2}{1-\delta/p} \tag{7.64}$$

unde: $\lambda\!\!\!^{-} = \hbar/p$.

Situația reală este mult mai complexă deoarece trebuie să se aibă în vedere și spinii particulelor participante la reacție.

Să considerăm, ca exemplu, reacțiile produse de deuteron, unde are loc mecanismul de stripping la energii mult mai mici decât bariera coulombiană (aceste reacții se numesc *reacții Oppenheimer și Phillips* după numele cercetătorilor care le-au descoperit, în 1936). Deuteronul se apropie de nucleu cu neutronul care este captat în nucleu iar protonul își continuă drumul.

$$^{A}_{Z}X + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{A+1}_{Z}Y + p$$

Analiza distribuției unghiulare a acestor protoni furnizează informații asupra momentului cinetic al neutronului captat și asupra spinului și parității nucleului

final. Să considerăm $\vec{I}_i$ și $\vec{I}_f$ spinii nucleari din starea inițială și respectiv finală, $\vec{l}_d$ și $\vec{s}_d$ momentul cinetic orbital al deuteronului în raport cu nucleul țintă și respectiv spinul deuteronului.

Neutronul este captat cu moment cinetic orbital $\vec{l}_n$ iar protonul pleacă sub un unghi θ în raport cu direcția inițială de mișcare a deuteronului.
Conservarea momentului cinetic în reacție se poate scrie sub forma:

$$\vec{I}_i + \vec{I}_d + \vec{s}_d = \vec{I}_f + \vec{l}_p + \vec{s}_p$$

Spinul nucleului din starea finală poate fi scris astfel:

$$\vec{I}_f = \vec{I}_i + \vec{l}_n + \vec{s}_n$$

Din această relație rezultă că valorile lui l_n sunt restrânse la domeniul:

$$I_f + I_i + \frac{1}{2} \geq l_n \geq \left| |I_i - I_f| - \frac{1}{2} \right|$$

Conservarea parității cere valori pare sau impare pentru l_n. De exemplu, în reacția ${}^{12}_{6}C(d,p){}^{13}_{6}C$, dacă nucleul țintă și cel final sunt în starea fundamentală, atunci spinii și parităților lor sunt: $I_i^{\pi} = 0^+$ iar $I_f^{\pi} = \frac{1^-}{2}$. În acest caz, valorile posibile ale lui l_n sunt $l_n \leq 1$. Deoarece starea finală are paritate negativă, rezultă că l_n trebuie să aibă valori impare. Ca urmare, singura valoare posibilă este $l_n = 1$.
Impulsul neutronului transferat nucleului țintă este:

$$\vec{p}_d - \vec{p}_p = \vec{p}_n .$$

Deoarece captarea neutronului nu se face la o rază mai mare decât raza nucleară R, se poate scrie

$$\left| (\vec{p}_d - \vec{p}_p) \times \vec{R} \right| = \left| \vec{p}_n \times \vec{R} \right| \geq l_n$$

sau

$$(\vec{p}_d - \vec{p}_p)^2 \geq \frac{l_n^2}{R^2}$$

de unde

$$2 p_p p_d \cos\theta \leq p_p^2 + p_d^2 - \frac{l_n^2}{R^2}$$

Conservarea energiei în reacție cere ca, pentru o tranziție dată, p_p^2 și p_d^2 să fie constante. Ca urmare, unghiul θ va crește odată cu creșterea lui l_n ceea ce se confirmă experimental (Fig.7.18).

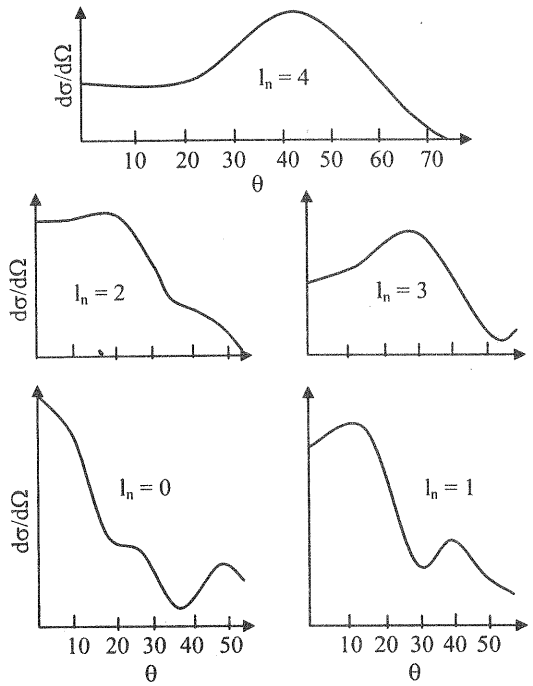


Fig. 7.18

La realizarea unei reacții nucleare participă mai multe mecanisme. În funcție de energia și natura proiectilului cât și de natura nucleului țintă, rolul unuia din mecanisme poate fi mai mare, astfel încât contribuția celorlalte devine neglijabilă.

7.5 Tipuri de reacții nucleare

Reacțiile nucleare pot fi clasificate după mai multe criterii. *Baltt* și *Weisskopf* au clasificat reacțiile nucleare în funcție de natura și energia particulei proiectil precum și de numărul atomic al nucleului țintă.

Din punct de vedere al *energiei particulei proiectil* reacțiile nucleare pot fi împărțite în cinci categorii:

1. reacții la energii joase: $0<E_a<1KeV$,
2. reacții la energii intermediare: $1Kev<E_a<500KeV$,
3. reacții la energii înalte: $500KeV<E_a<10MeV$,
4. reacții la energii foarte înalte: $10MeV<E_a<50MeV$,
5. reacții la energii ultraînalte: $E_a>50MeV$.

În funcție de *numărul de masă al nucleelor țintă* pot fi împărțite în trei grupe :

I. reacții cu nuclee ușoare: $1 < A < 25$.
II. reacții cu nuclee intermediare: $25 < A < 80$.
III. reacții cu nuclee grele: $80 < A < 250$

După *natura particulei proiectil* reacțiile nucleare pot fi împărțite în mai multe tipuri. Vom analiza pe scurt aceste tipuri.

7.5.1. *Reacții produse de particule încărcate ușoare*

Din această categorie de particule fac parte protonii, particulele alfa, deuteronii, mezonii. Pentru ca o astfel de reacție să fie posibilă este necesar ca particula proiectil să aibă energie cinetică suficientă pentru a penetra bariera coulombiană a nucleului țintă. Secțiunea eficace este foarte mică pentru energii ale particulei proiectil sub 0,1 MeV, cu excepția unor nuclee țintă foarte ușoare. Când energia particulei incidente este suficient de mare, particulele alfa și protonii pot fi împrăștiați elastic și neelastic, pot suferi captură radiativă sau pot cauza emisia unei particule încărcate. Pentru energii cinetice ale protonului sau particulei alfa suficient de mari, poate fi emis un neutron. Reacțiile de tip (p,n) și (α,n) sunt *reacții cu prag*. Sub prag, sunt posibile numai reacțiile menționate anterior. La energii ale particulei proiectil mai mari de 10 MeV, pot fi emise mai multe particule cum ar fi $(p, 2n)$, $(\alpha, 2n)$, iar cu creșterea energiei pot fi emiși trei neutroni, $(\alpha,3n)$.

a) Reacții produse de particule alfa. Particulele alfa au constituit primele proiectile cu ajutorul cărora s-au realizat reacțiile nucleare. Energia acestor particule este cuprinsă între aproximativ 4 și 9 MeV. Ca urmare ele pot penetra doar bariera de potențial a nucleelor ușoare.

Adesea, la o reacție se specifică numai particula proiectil și particula emergentă, fără a mai menționa nucleele participante.

Primele reacții studiate au utilizat drept proiectile particulele alfa și au rezultat protoni. Deci au fost reacții de tipul (α,p). Nucleele rezultate din reacțiile de tip (α,p) sunt stabile. Ele au numărul de ordine mai mare cu o unitate iar numărul de masă mai mare cu trei unități față de nucleul țintă.

$$ {}^{A}_{Z}X+{}^{4}_{2}He\rightarrow{}^{A+3}_{Z+1}Y+{}^{1}_{1}H \qquad (7.65)$$

Ca exemple, menționăm reacțiile: ${}^{14}_{7}N(\alpha,p){}^{17}_{8}O$ (prima reacție nucleară descoperită de *Rutherford,* în 1919) și ${}^{27}_{13}Al(\alpha,p){}^{30}_{14}Si$ (ce a permis punerea în evidență a stărilor excitate ale ${}^{30}_{14}Si$).

După construirea acceleratorilor de particule s-au putut obține particule alfa (nuclee de ^4He) cu energie mai mare, ceea ce a permis realizarea de reacții pe nucleele grele.

În 1932 s-a realizat pentru prima dată în laborator o reacție de tipul (α,n) și anume ${}^{9}_{4}Be(\alpha,n){}^{12}_{6}C$ (reacție ce a dus la descoperirea neutronului de către *Chadwick*). Această reacție constituie sursa de neutroni cel mai des utilizată în laborator. În astfel de reacții numărul de ordine al nuclidului rezultat crește cu două unități iar numărul de masă crește cu trei unități.

$$ {}^{A}_{Z}X+{}^{4}_{2}He\rightarrow{}^{A+3}_{Z+2}Y+{}^{1}_{0}n \qquad (7.66)$$

Pentru determinarea masei neutronului și verificarea existenței lui s-au utilizat și alte reacții, cum ar fi:

$${}^{11}_{5}B(\alpha,n){}^{14}_{7}N\,,\qquad {}^{24}_{12}Mg(\alpha,n){}^{27}_{14}Si\,.$$

În reacțiile de tip (α,n), este posibil ca nucleul rezultat să fie un nucleu radioactiv. Studiul reacției ${}^{27}_{13}Al(\alpha,n){}^{30}_{15}P$ i-a condus pe *Irène* și *F. Joliot-Curie*, în 1934, la descoperirea faptului că ${}^{30}_{15}P$ este β^+ activ :

$$ {}^{30}_{15}P\rightarrow{}^{30}_{14}Si+\beta^{+}+\nu_e $$

Izotopul radioactiv ^{30}Si obținut în urma reacției nucleare a fost numit izotop "artificial" iar radioactivitatea acestuia a fost numită *radioactivitate artificială.* Radioactivitatea artificială se supune acelorași legi ca cea naturală. Izotopul obținut în reacția menționată are un surplus de protoni și, ca urmare, se va dezintegra β^-. Ca exemple pot fi date reacțiile:

$$^{10}_{5}B(\alpha,n)\,^{13}_{7}N; \qquad ^{13}_{7}N \rightarrow ^{13}_{6}C + \beta^{+} + \upsilon_e$$
$$^{24}_{12}Mg(\alpha,n)\,^{27}_{14}Si; \qquad ^{27}_{14}Si \rightarrow ^{27}_{13}Al + \beta^{+} + \upsilon_e$$

În alte tipuri de reacții se obțin izotopi cu deficit de protoni și, ca urmare, se vor dezintegra β^{-}.

b) *Reacții produse de protoni.* Astfel de reacții au devenit posibile abia după punerea în funcțiune a primelor acceleratoare de particule (*Cockcroft* și *Walton* și generatorul electrostatic *Van de Graaff*), în jurul anului 1930, ce au permis obținerea de fascicule de protoni cu energii de până la 0,7 MeV. Reacțiile produse de protoni pot fi de tipul $(p,\alpha),(p,n),(p,\gamma),(p,d)$.

În reacțiile (p,α), nucleul rezidual are sarcina mai mică cu o unitate iar numărul de masă mai mic cu trei unități față de nucleul țintă.

$$^{A}_{Z}X + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{A-3}_{Z-1}Y + ^{4}_{2}He. \qquad (7.67)$$

O primă reacție de tipul (p,α), realizată în laborator, este $^{7}_{3}Li(p,\alpha)\,^{4}_{2}He$. Ea a fost pusă în evidență cu ajutorul unei camere cu ceață. Pe această reacție s-a făcut prima verificare experimentală a relației dintre masă și energie dată de *Einstein,* deoarece energia produșilor de reacție poate fi măsurată cu precizie iar masele lor erau cunoscute cu precizie.

Alte exemple de reacții de acest tip sunt:

$$^{6}_{3}Li(p,\alpha)\,^{3}_{2}He; \qquad ^{9}_{4}Be(p,\alpha)\,^{6}_{3}Li; \qquad ^{19}_{9}F(p,\alpha)\,^{16}_{8}O;$$
$$^{27}_{13}Al(p,\alpha)\,^{24}_{12}Mg; \qquad ^{11}_{5}B(p,\alpha)\,^{8}_{4}Be.$$

Nuclidul $^{8}_{4}Be$ apărut în ultima reacție este foarte instabil rupându-se în două particule alfa. Astfel, ca rezultat al acestei reacții, apar trei particule alfa.

În reacțiile de tipul (p,n), sarcina nucleului rezultat crește cu o unitate față de cea a nucleului țintă, dar numărul de masă rămâne același:

$$^{A}_{Z}X + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{A}_{Z+1}Y + ^{1}_{0}n \qquad (7.68)$$

De obicei, astfel de reacții sunt endoenergetice. Ca exemple menționăm reacțiile:

$$^{11}_{5}B(p,n)\,^{11}_{6}C; \quad ^{18}_{8}O(p,n)\,^{18}_{9}F; \quad ^{58}_{28}Ni(p,n)\,^{58}_{29}Cu; \quad ^{65}_{29}Cu(p,n)\,^{65}_{30}Zn.$$

Nuclizii transmutați sunt β^{-} activi având un surplus de protoni.

Reacțiile de tipul (p,γ) sunt reacțiile în care protonul este captat în nucleul țintă iar energia de excitare a nucleului rezultat se emite sub forma unui foton gama. În astfel de reacții, nucleul rezidual are atât numărul de masă cât și numărul de ordine mai mari cu o unitate:

$$^{A}_{Z}X + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{A+1}_{Z+1}Y + \gamma \qquad (7.69)$$

De exemplu

$$^{7}_{3}Li(p,\gamma)\,^{8}_{4}Be; \quad ^{12}_{6}C(p,\gamma)\,^{13}_{7}N; \quad ^{19}_{9}F(p,\gamma)\,^{20}_{10}Ne; \quad ^{27}_{13}Al(p,\gamma)\,^{28}_{14}Si.$$

Fotonii gama emiși în astfel de reacții sunt foarte energetici (au energii mult mai mari decât fotonii gama proveniți din dezintegrarea nucleelor) și pot fi utilizați pentru producerea altor reacții.

În reacții de tipul (p,d) numărul de masă al nucleului rezidual este cu o unitate mai mic decât cel al nucleului țintă, dar sarcina rămâne aceeași:

$$^{A}_{Z}X + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{A-1}_{Z}Y + ^{2}_{1}H \qquad (7.70)$$

Exemple de reacții de tipul (p,d) sunt:

$$^{9}_{4}Be(p,d)^{8}_{4}Be; \quad ^{7}_{3}Li(p,d)^{6}_{3}Li$$

c) *Reacții produse de deuteroni.* Deuteronii pot produce diferite tipuri de reacții cum ar fi: (d,α) (d,n) (d,p). Prima dintre aceste reacții necesită energii mari iar ultimele două se pot produce și la energii mici ale deuteronului ($\approx$ 100 KeV). Reacțiile produse de deuteroni au constituit o sursă importantă de informații asupra nivelurilor energetice ale nucleelor. Particulele rezultate, protoni, neutroni, particule alfa, apar adesea în grupuri de diferite energii și sunt legate de nivelurile energetice excitate joase ale nucleului rezidual. Cele mai importante rezultate din punct de vedere al spectroscopiei nucleare au fost obținute pentru nuclee ușoare și intermediare-ușoare la energii mari ale deuteronilor proiectil.

În reacția (d,α), modificarea numărului de ordine și al numărului de masă se face astfel:

$$^{A}_{Z}X + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{A-2}_{Z-1}Y + ^{4}_{2}He \qquad (7.71)$$

Prima reacție (d,α) observată a fost:

$$ {}_1^2H + {}_3^6Li \rightarrow {}_2^4He + {}_2^4He $$

Alte exemple de reacții *(d,α)* sunt:

$$ {}_8^{16}O(d,\alpha)\,{}_7^{14}N; \quad {}_{13}^{27}Al(d,\alpha)\,{}_{12}^{25}Mg\,. $$

Reacțiile de tip *(d, p)* se produc astfel:

$$ {}_Z^AX + {}_1^2H \rightarrow {}_Z^{A+1}Y + {}_1^1H \qquad (7.72) $$

Ca exemple de reacții de acest tip menționăm:

$$ {}_6^{12}C(d,p)\,{}_6^{13}C; \quad {}_{11}^{23}Na(d,p)\,{}_{11}^{24}Na; \quad {}_{15}^{31}P(d,p)\,{}_{15}^{32}P; \quad {}_1^2H(d,p){}_1^3H $$

Reacțiile de tip *(d, n)* sunt de forma:

$$ {}_Z^AX + {}_1^2H \rightarrow {}_{Z+1}^{A+1}Y + {}_0^1n \qquad (7.73) $$

Reacțiile de stripping ale deuteronului au fost observate prima dată de Oppenheimer și Phillips pentru energii mici ale deuteronilor. Deși se realizează la energii mici, caracteristicile acestor reacții sunt diferite de cele ale reacțiilor ce se produc prin mecanismul nucleului compus.

Menționăm drept exemple reacțiile:

$$ {}_6^{12}C(d,n)\,{}_7^{13}N; \quad {}_4^9Be(d,n)\,{}_5^{10}B; \quad {}_3^7Li(d,n)\,{}_4^8Be; \quad {}_1^2H(d,n)\,{}_2^3He; \quad {}_1^3H(d,n)\,{}_2^4He $$

Atât în reacțiile *(d,p)* cât și în cele *(d,n)*, nuclidul rezultat poate fi radioactiv. Menționăm că printr-o reacție de tip *(d,n)* cu deuteroni având energia de aproximativ 8 MeV, s-a obținut pentru prima dată elementul cu $Z = 43$ numit technețiu (ceea ce înseamnă artificial, în limba greacă). Acest element nu se găsește în natură deoarece nu are nici un izotop stabil sau cu timp de viață foarte lung, de ordinul a 10^9 ani:

$$ {}_{42}^{94}Mo(d,n)\,{}_{43}^{95}Tc; \quad {}_{42}^{95}Mo(d,n)\,{}_{43}^{96}Tc $$

Acești izotopi ai *Tc* se dezintegrează prin captură electronică.

7.5.2. *Reacții produse de ioni grei*

În general prin ioni grei se înțeleg nuclee cu numărul atomic Z mai mare decât cel al patriculei alfa iar $A > 5$, până la uraniu.

Studiul reacțiilor nucleare cu ioni grei a devenit posibil abia după ce aceștia au putut fi accelerați până la energii care să depășească valoarea mare a barierei coulombiene datorată sarcinilor electrice mari ale ionilor care se ciocnesc. În prezent astfel de reacții se fac cu ioni având energii de la câțiva MeV pe nucleon până la aproximativ 2 GeV pe nucleon. În funcție de distanța la care se apropie nucleul proiectil de nucleul țintă, se pot realiza diferite procese. Astfel, pentru energii mici, interacțiunea este coulombiană și se produce o împrăștiere *Rutherford*. La energii mai mari nucleele ajung în contact și poate avea loc o împrăștiere elastică, împrăștiere inelastică sau transfer reciproc de câțiva nucleoni prin mecanismul reacțiilor directe. Un astfel de caz se realizează în reacția

$$ {}^{26}Mg\left({}^{16}N, {}^{15}N\right){}^{27}Mg\,. $$

Într-o astfel de ciocnire se pot produce mulți nuclizi noi în funcție de cât de periferică este ciocnirea. De exemplu, în ciocnirea ^{22}N cu ^{232}Th numărul de nucleoni pote varia între limite largi: $-7 \le \Delta Z \le 2$; $-7 \le \Delta N \le 4$. Cele mai probabile canale sunt cele în care $-2 \le \Delta Z \le 0$ și $-2 \le \Delta N \le 2$. Pentru parametri de ciocnire foarte mici, cele două nuclee care se ciocnesc pot forma un nucleu compus prin fuzionare. Acest nucleu compus se află într-o stare puternic excitată deoarece energia cinetică a nucleelor ce fuzionează trebuie să fie suficient de mare pentru a depăși barierea coulombiană. Astfel de stări nucleare puternic excitate nu pot fi obținute în alte tipuri de reacții. În funcție de energia nucleului proiectil, deci de energia de excitare a nucleului compus, acesta poate fisiona sau se poate dezexcita prin evaporare de nucleoni, particule ușoare și fotoni gama. Atunci când nucleul compus fisionează, fragmentele au o energie cinetică (în SCM) corespunzătoare energiei electrostatice pe care ar avea-o cele două fragmente când ar fi în contact. Aceasta înseamnă că materia nucleară din nucleul compus ajunge la echilibru termic înainte de a fisiona. Fisiunea se poate face prin canalul de intrare sau printr-un canal apropiat. De exemplu:

$$ {}_6^{12}C + {}_6^{12}C \rightarrow {}_{12}^{24}Mg \begin{cases} {}_6^{12}C + {}_6^{12}C \\ {}_8^{15}O + {}_4^9Be \end{cases} $$

$$^{40}_{18}Ar + {}^{107}_{47}Ag \rightarrow {}^{147}_{65}Tb \rightarrow {}^{16}_{8}O + {}^{131}_{57}La$$

Studiul fisiunii acestor nuclee compuse foarte excitate permite o verificare a teoriei fisiunii spontane a nucleelor transuraniene. Odată cu creșterea numărului de ordine al nucleului compus, timpul de înjumătățire prin fisiune spontană scade deoarece bariera de fisiune scade cu creșterea energiei coulombiene, deci cu Z^2. Această scădere a timpului de înjumătățire are loc până se ajunge în domeniul următoarei pături închise sau a următorului număr magic pentru protoni care, conform calculelor, ar fi $Z = 114$. Astfel ar fi posibil ca, prin bombardarea celor mai grele nuclee cvasistabile cum ar fi $^{249}_{98}Cf$ ($T_{1/2} = 351$ ani) cu fascicule de ^{32}S sau ^{40}Ca, să se ajungă la $Z = 114$. În același scop, printr-o reacție între doi ioni de ^{328}U ($^{238}U + {}^{238}U$), se studiază posibilitatea obținerii unui nucleu compus puternic instabil care să prezinte o probabilitate mare de a fisiona într-un nucleu supragreu stabil. În reacțiile cu nuclee grele nucleul compus este foarte bogat în protoni dar având Z mare atât fisiunea cât și emisia de particule încărcate (p *sau* α) este inhibată de bariera coulombiană mare. Ca urmare, acesta își va micșora energia de excitare prin emisie de neutroni, proces care mărește și mai mult surplusul de protoni până la valori de 10 - 20 sau chiar mai mulți protoni în exces. Se formează astfel nuclee foarte îndepărtate de curba de stabilitate, pe partea bogată în protoni .

Stările excitate ale nucleelor compuse sunt caracterizate de valori foarte mari ale momentelor cinetice datorită energiei cinetice mari a proiectilului. Spinul nucleului compus este

$$\vec{I} = \vec{I}_a + \vec{I}_A + \vec{l}_{aA} \cong \vec{l}_{aA} = \vec{l}$$

unde $\vec{I}_a$ și $\vec{I}_A$ sunt spinii proiectilului, respectiv a țintei iar $\vec{l}_{aA}$ este momentul cinetic orbital al proiectilului în raport cu ținta care are valori mult mai mari decât spinii nucleelor (ce pot fi maxim $\frac{9}{2}\hbar$). De exemplu în reacția $^{40}_{20}Ca + {}^{197}_{79}Au$ unde bariera coulombiană este de aproximativ 200 MeV, utilizând ca proiectile ^{40}Ca cu energia cinetică de cel puțin 200 MeV, sistemul format în urma ciocnirii va avea un moment cinetic de aproximativ $140\hbar$. Chiar la ciocniri la care participă mai puține unde parțiale, transferul de moment cinetic depășește $40\hbar$. Nuclee cu moment cinetic (spin) așa de mare nu se pot obține decât în urma reacțiilor cu ioni grei. Pentru astfel de momente cinetice,

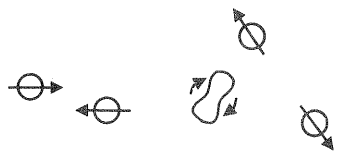


Fig. 7.19

bariera centrifugă ar împiedica formarea unui nucleu compus deoarece ea depășește energia de legătură datorată forțelor nucleare. Apare astfel un nou tip de sistem numit *moleculă nucleară* (Fig.7.19) asemănător unei molecule diatomice care există un timp scurt și apoi se rupe în aceleași particule din care s-a format. Se spune astfel că sistemul păstrează în memorie modul în care s-a format (spre deosebire de dezintegrarea nucleului compus care se face independent de modul de formare). Astfel de stări moleculare au fost puse în evidență observând spectre de rotație și vibrație corespunzătoare celor găsite la moleculele obișnuite. Energiile de rotație sunt date de

$$E_{rot} = \frac{\hbar}{2Y} I(I+1)$$

unde Y este momentul de inerție al moleculei. Tranziția spre starea fundamentală se face prin tranziția gama de tip E2 în cascadă. Studiul acestor spectre de rotație a pus în evidență faptul că momentul de inerție al stării compuse nu este constant, ca la un rotator rigid. Pentru stările cu moment cinetic mic, momentul de inerție crește încet cu creșterea lui I până la $I = 16$ unde se produce o schimbare bruscă, după care revine la o creștere treptată. Această comportare se explică prin aceea că, la un moment $I = 16$, energia de rotație depășește energia necesară ruperii cuplajului dintr-o pereche de nucleoni și aceștia trec pe orbite diferite, modificând momentul de inerție. Situația se repetă pentru $I \cong 30$, când este rupt un nou cuplaj producându-se o nouă modificare a momentului de inerție. Modificarea momentului de inerție al nucleului se explică prin aceea că nucleul nu este un rigid ci are și proprietăți de lichid (vezi modelul picătură al nucleului).

În reacțiile cu ioni grei poate avea loc un transfer de particule alfa. Particula alfa fiind un sistem foarte stabil există o probabilitate mare ca nucleonii dintr-un nucleu să se grupeze într-o astfel de formațiune chiar dacă nucleul nu se dezintegrează alfa. Aceasta a condus la modelul nuclear de clusteri alfa ce explică structura nucleului bazându-se pe proprietăților acestor formațiuni. Reacțiile cu ioni grei permit studiul stărilor energetice ale nucleelor ce apar prin schimb de clusteri alfa.

7.5.3. Reacții produse de neutroni

Neutronii neavând sarcină electrică nu întâmpină barieră coulombiană la interacțiunea cu nucleele. Ca urmare, ei pot pătrunde în nuclee la orice fel de energie. La energii mici ale neutronilor ($E_n \leq 500\,KeV$), reacția cea mai probabilă este cea de captură radiativă (n,γ):

$$^{A}_{Z}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A+1}_{Z}X + \gamma \,. \qquad (7.74)$$

De exemplu:

$$^{27}_{13}Al(n,\gamma)\,^{28}_{13}Al; \qquad ^{238}_{92}U(n,\gamma)\,^{239}_{92}U;$$

$$^{59}_{27}Co(n,\gamma)\,^{60}_{27}Co; \quad ^{113}_{48}Cd(n,\gamma)\,^{114}_{48}Cd; \quad ^{1}_{1}H(n,\gamma)\,^{2}_{1}H;.$$

În cele mai multe cazuri, nucleul rezultat este beta activ având un surplus de neutroni. Astfel de reacții se utilizează pentru producerea izotopilor radioactivi artificiali.

La energii medii, probabilitatea procesului de împrăștiere elastică a neutronilor o depășește pe cea de captură radiativă. La energii mari, sunt posibile reacții de tipul

$$(n,2n),\ (n,3n),\ (n,p),\ (n,\alpha),\ (n,pn).$$

De exemplu:

$$^{27}_{13}Al(n,2n)\,^{26}_{13}Al; \quad ^{27}_{13}Al(n,\alpha)\,^{24}_{11}Na; \quad ^{14}_{7}N(n,p)\,^{14}_{6}C.$$

Ultima reacție poate fi produsă cu neutroni lenți. O astfel de reacție este indusă de neutronii din radiația cosmică în atmosfera Pământului.

Reacțiile

$$^{6}_{3}Li(n,\alpha)\,^{3}_{1}H; \quad ^{10}_{5}B(n,\alpha)\,^{7}_{3}Li$$

sunt utilizate pentru detecția neutronilor, având o probabilitate mare de realizare. Reacția $^{6}_{3}Li(n,\alpha)\,^{3}_{1}H$ se folosește pentru producerea ieftină și abundentă a tritiului necesar în bombele cu hidrogen și în reactorii de fuziune termonucleară. O altă reacție importantă din punct de vedere al surselor de energie este reacția de fisiune nucleară produsă cu ajutorul neutronilor, (n,f). De această reacție ne vom ocupa într-un capitol separat.

7.5.4. Reacții produse de fotoni gama

Aceste reacții se mai numesc și reacții de fotodezintegrare sau fotoefect nuclear. Pot fi reacții de tipul (γ,n), (γ,p), (γ,α). Pentru ca o astfel de reacție să poată avea loc, este necesar ca energia fotonilor gama să fie mai mare decât energia de legătură a nucleonului în nucleu. Din această cauză, procesele de fotodezintegrare nu pot fi produse cu fotoni gama emiși de nuclee cu excepția reacțiilor $^{2}_{1}H(\gamma,n)\,^{1}_{1}H$ și $^{9}_{4}Be(\gamma,n)\,^{8}_{4}Be$ unde neutronul este slab legat în nucleu.

Importanța deosebită a reacțiilor de fotodezintegrare constă în faptul că au permis determinarea experimentală a energiei de legătură a ultimului nucleon

0 767 112 093

din nucleu punând în evidență discontinuitățile din energia de legătură pernucleon pentru N sau Z număr magic. După cum am discutat anterior, aceste rezultate au stat la baza elaborării modelului păturilor nucleare.

7.6 Radioactivitatea artificială

Nucleele obținute în urma reacțiilor nucleare (nuclee transmutate) pot fi radioactive. Radioactivitatea acestor nuclee se numește *radioactivitate artificială,* deși se desfășoară după aceleași legi ca radioactivitatea naturală. Denumirea de artificială se datorează doar faptului că nucleele radioactive sunt obținute pe cale artificială, adică în urma unor reacții nucleare. Tipul de radioactivitate depinde de tipul reacției în care s-a format nucleul radioactiv. Nucleele artificiale radioactive se află deasupra sau dedesubtul liniei nucleelor stabile (din harta nuclizilor) având un surplus de protoni sau de neutroni. Cele cu surplus de protoni se vor dezintegra beta plus iar cele cu surplus de neutroni vor prezenta o activitate beta negatogenă.

Radioactivitatea artificială a fost descoperită în 1934 de *Irène Curie* și *F. Joliot* care studiau efectele particulelor alfa asupra nucleelor câtorva elemente ușoare. Drept sursă de particule alfa foloseau *Po*, iar ca ținte de *B, Mg, Al.* Pe lângă neutroni și protoni, care apăreau ca urmare a unor reacții de tipul (α,n) și (α,p), au observat și pozitroni care continuau să fie emiși din țintă după ce sursa de particule alfa era înlăturată. Au observat, de asemenea, că emisia de pozitroni scădea treptat în timp după aceeași lege exponențială ca și activitatea unei surse radioactive naturale. Reacțiile care conduc la emisia de pozitroni, identificate pe ținte de bor și aluminiu sunt:

$$^{10}_{5}B + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{13}_{7}N + ^{1}_{0}n; \qquad ^{13}_{7}N \rightarrow ^{13}_{6}C + \beta^{+} + \nu_e$$

cu timpul de înjumătățire al ^{13}N de 14 minute, și

$$^{27}_{13}Al + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{30}_{15}P + ^{1}_{0}n; \qquad ^{30}_{15}P \rightarrow ^{30}_{14}Si + \beta^{+} + \nu_e$$

cu timpul de înjumătățire al ^{30}P de 3,25 minute.

Ulterior acestei descoperiri, s-a găsit că și alte proiectile cum ar fi protoni, deuteroni, neutroni și fotoni pot produce reacții în care nuclidul rezultat poate fi radioactiv. Reacțiile în urma cărora raportul Z/A scade duc la nuclizi ce prezintă activitate beta negatogenă. Astfel de reacții sunt de tipul

$$(n,\gamma),\ (n,p),\ (n,\alpha),\ (n,d).$$

De exemplu:

$$^{23}_{11}Na(d,p)^{24}_{11}Na; \quad ^{24}_{11}Na \rightarrow ^{24}_{12}Mg + \beta^- + \tilde{\nu}_e; \quad T_{1/2} = 15\ ore$$

$$^{27}_{13}Al(n,\alpha)^{24}_{11}Na; \quad ^{24}_{11}Na \rightarrow ^{24}_{12}Mg + \beta^- + \tilde{\nu}_e; \quad T_{1/2} = 15\ ore$$

$$^{14}_{7}N(n,p)^{14}_{6}C; \quad ^{14}_{6}C \rightarrow ^{14}_{4}N + \beta^- + \tilde{\nu}_e; \quad T_{1/2} = 5568\ a$$

$$^{115}_{49}In(n,y)^{116}_{49}In; \quad ^{116}_{49}In \rightarrow ^{116}_{50}Sn + \beta^- + \tilde{\nu}_e; \quad T_{1/2} = 13\ s$$

Nuclizii ce prezintă activitate beta pozitogenă se obțin în reacții în care are loc o creștere a raportului *Z/A* cum ar fi reacțiile de tipul

$$(p,\gamma),\ (p,n),\ (\alpha,n),\ (d,n) \text{ și } (\gamma,n).$$

De exemplu:

$$^{12}_{6}C(p,\gamma)^{13}_{7}N; \quad ^{13}_{7}N \rightarrow ^{13}_{6}C + \beta^+ + \nu_e; \quad T_{1/2} = 10\ ani$$

$$^{14}_{7}N(\alpha,n)^{17}_{9}F; \quad ^{17}_{9}F \rightarrow ^{17}_{8}O + \beta^+ + \nu_e; \quad T_{1/2} = 70\ s$$

$$^{31}_{15}P(\gamma,n)^{30}_{15}P; \quad ^{30}_{15}P \rightarrow ^{30}_{14}Si + \beta^+ + \nu_e; \quad T_{1/2} = 2{,}5\ mi$$

$$^{58}_{28}Ni(p,n)^{58}_{29}Cu; \quad ^{58}_{28}Cu \rightarrow ^{58}_{27}Co + \beta^+ + \nu_e; \quad T_{1/2} = 2{,}5\ s$$

Reacții de tipul (α,p), (p,α) și (d,α) conduc, în general, la nuclizi stabili deoarece modificarea sarcinii și masei se face în așa fel încât nu se modifică stabilitatea nucleelor. De exemplu:

$$^{14}N(\alpha,p)^{17}O; \quad ^{27}_{13}Al(\alpha,p)^{30}_{14}Si; \quad ^{19}F(p,\alpha)^{16}O;$$

$$^{27}Al(p,\alpha)^{24}Mg; \quad ^{16}O(d,\alpha)^{14}N; \quad ^{27}Al(d,\alpha)^{25}Mg.$$

În cazul reacțiilor cu ioni grei, nuclizii rezultați sunt foarte departe de linia de stabilitate și radioactivitatea acestora este diferită de cea a nuclizilor obținuți prin reacțiile menționate mai sus. Astfel de nuclee se numesc "*exotice*"

iar radioactivitatea acestora se numește *radioactivitate exotică*. Nucleele exotice pot prezenta *radioactivitate protonică, neutronică* precum și *radioactivitate cluster*. Radioactivitatea cluster a fost descoperită de *H. J. Rose* și *G. A. Jones* în 1984. Ei au observat că ^{223}Ra emite spontan ^{14}C. De atunci s-au găsit experimental și alte tipuri de clusteri *O, F, Ne, Mg, Si*, ce pot fi emiși de nucleele grele. Aceste descoperiri au confirmat previziunile teoretice ale lui *A. Săndulescu, D. Poenaru* și *W. Greiner*.

Descoperirea radioactivității artificiale a făcut posibilă obținerea izotopilor radioactivi necesari în medicină, industrie, agricultură, etc.

Aplicații ale izotopilor radioactivi în medicină

În medicină, izotopii radioactivi pot fi folosiți pentru radioterapia de la distanță mare (teleterapie) sau de la distanță mică (brahiterapie) precum și pentru radiodiagnostic în medicina nucleară.

În teleterapie se utilizează în special ^{60}Co. În brahiterapie radionuclizii utilizați cel mai des sunt indicați în tabelul 7. 2.

Tabelul 7.2

Radioizotopul	Timpul de înjumătățire	Energiile fotonilor gama (MeV)
$^{137}_{55}Cs$	30,0 ani	0,662
$^{60}_{27}Co$	5,26 ani	1,17 - 1,33
$^{198}_{79}Au$	2,698 zile	0,41 - 1,09
$^{125}_{53}I$	60,25 zile	0,035
$^{192}_{77}Ir$	74,2 zile	0,136 - 1,06
$^{182}_{73}Ta$	115,0 zile	0,043 - 1,45
$^{226}_{88}Ra$ (cu descendenții)	1604 ani	0,047 - 2,44

Dintre acești izotopi, numai ^{226}Ra este natural radioactiv. Ceilalți radionuclizi se obțin în urma unor reacții nucleare. Menționăm în continuare câteva dintre aceste reacții.

Izotopul ^{137}Cs se obține în urma reacției de fisiune nucleară:

$$U(n,f) \rightarrow ^{137}Cs,$$

fiind unul dintre fragmente într-un canal de fisiune.

Izotopii ^{60}Co, ^{198}Au, ^{192}Ir, ^{182}Ta, se obține prin reacții de captură radiativă a neutronilor proveniți din reactorul de fisiune. Reacțiile corespunzătoare sunt:

$$^{59}Co\ (n,\gamma)\ ^{60}Co; \quad ^{197}Au\ (n,\gamma)\ ^{198}Au; \quad ^{191}Ir\ (n,\gamma)\ ^{192}Ir; \quad ^{181}Ta\ (n,\gamma)^{182}Ta$$

Pentru obținerea iodului se realizează o reacție de captură radiativă a neutronilor pe ^{124}Xe urmată de dezintegrarea beta negatogenă a produsului de reacție:

$$^{124}\mathrm{Xe}\ (\mathrm{n},\gamma)\ ^{125}Xe \xrightarrow{\beta^-} {}^{125}I$$

În medicina nucleară sunt utilizați radionuclizi (fără capsule) atât pentru diagnostic cât și pentru tratament. Izotopii cei mai utilizați în medicina nucleară sunt indicați în tabelul 7.3.

Tabelul 7.3

Radioizotopul	Timpul de înjumătățire	Energiile fotonilor gama (MeV)
$^{14}_{6}C$	5760 ani	beta activ
$^{32}_{15}P$	14,3 zile	beta activ
$^{51}_{24}Cr$	27,7 zile	0,320
$^{57}_{27}Co$	270 zile	0,014; 0,122; 0,136
$^{58}_{27}Co$	70,7 zile	0,811; 0,864; 1,675 plus fotonii de anihilare
$^{67}_{31}Ga$	3,24 zile	0,092; 0,184; 0,299; 0,393
$^{99m}_{43}Tc$	6,0 ore	0,141
$^{123}_{53}I$	13,0 ore	0,159
$^{131}_{53}I$	8,04 ore	0,284; 0,364; 0,637, 0,723
$^{133}_{50}Xe$	5,2 zile	0,081
$^{198}_{79}Au$	65,0 ore	0,412; 0,676; 1,088
$^{201}_{81}Tl$	73,0 ore	0,135; 0,166

Reacțiile prin care se obțin acești izotopi sunt variate. Vom menționa câteva dintre acestea.

Astfel, izotopul ^{32}P, se obține prin reacții de captură radiativă a neutronilor:

$$^{31}P\ (n,\gamma)\ ^{32}P; \quad ^{50}Cr\ (n,\gamma)\ ^{51}Cr.$$

Izotopul ^{14}C se obține prin aceeași reacție nucleară prin care acesta se generează în atmosferă:

$$^{14}N\ (n,p)\ ^{14}C;$$

Izotopul ^{57}Co se poate obține în urma mai multor reacții:

$$^{57}Ni\ (p,n)\ ^{57}Co; \qquad ^{60}Ni\ (p,\alpha)\ ^{57}Co; \qquad ^{57}Fe\ (d,2n)\ ^{57}Co\ ;$$

$$^{58}Ni\ (p,pn)\ ^{57}Ni \xrightarrow{\beta^+,CE} {}^{57}Co$$

Technețiul se poate obține în urma reacției de fisiune a uraniului

$$U(n,f) \rightarrow {}^{99}Tc$$

sau prin reacția

$$^{98}Mo(n,\gamma)^{99}Mo \xrightarrow{\beta^-} {}^{99m}Tc \xrightarrow{\gamma} {}^{99}Tc$$

Izotopul ^{131}I apare în reacțiile:

$$^{130}Te(n,\gamma)^{131}Te \xrightarrow{\beta^-} {}^{131}I\ ; \quad U(n,f)^{131}Te \xrightarrow{\beta^-} {}^{131}I$$

^{133}Xe poate rezulta din fisiunea uraniului

$$U(n,f) \rightarrow {}^{133}Xe$$

sau în reacțiile:

$$^{132}\mathrm{Xe}\ (\mathrm{n},\gamma)^{133}\mathrm{Xe}; \qquad ^{132}Xe(n,\gamma)^{133m}Xe \xrightarrow{\gamma} {}^{133}Xe$$

Când se prepară astfel de radioizotopi, ținta poate conține o serie de alți nuclizi care, având o secțiune eficace de reacție mare, se activează și ei. Se obține astfel o activitate nedorită care trebuie înlăturată. Separarea izotopului dorit se face prin metode chimice. Această purificare este obiectul *radiochimiei.*

7.7 Elemente transuraniene

Elementul cu numărul de ordine cel mai mare care se găsește în natură este uraniul ($Z = 92$). Având în vedere că unele elemente transmutate în urma unor reacții nucleare se pot dezintegra beta minus, ducând la o mărire a numărului de ordine, apare posibilitatea obținerii de nuclee cu Z din ce în ce mai mare. Astfel, în 1934, *E. Fermi* sugerează obținerea de elemente $Z > 92$, numite *elemente transuraniene*, prin bombardarea uraniului cu neutroni. În condițiile când se realizează o reacție de captură radiativă (n,γ) nucleul rezultat (un alt izotop al uraniului) are un surplus de neutroni și, ca urmare, prezintă o activitate beta negatogenă ducând la nuclidul cu $Z = 93$. Între 1934 și 1939 s-au făcut multe încercări de a identifica elemente transuraniene pe această cale. Aceste studii au dus la descoperirea în 1938 a fisiunii nucleare de către *Hahn* și *Strassman*. Abia în 1940 *Mc Millan* și colaboratorii, bombardând uraniu cu neutroni lenți, au identificat dezintegrarea beta minus cu $T_{1/2} = 23$ minute a izotopului ${}^{239}_{92}U$, ce conduce la elementul cu $Z = 93$, numit *neptuniu* (*Np*), care la rândul lui, se dezintegrează beta minus cu $T_{1/2} = 2{,}3$ zile în elementul cu $Z = 94$, numit *plutoniu* (*Pu*).

$$ {}^{1}_{0}n + {}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{239}_{92}U + \gamma; \quad {}^{239}_{92}U \rightarrow {}^{239}_{93}Np + \beta^- + \tilde{\nu}_e; \quad {}^{239}_{93}Np \rightarrow {}^{239}_{94}Pu + \beta^- + \tilde{\nu}_e $$

Acest izotop al plutoniului se obține, prin șirul de reacții menționate, în reactorii de fisiune. El este alfa activ, cu timpul de înjumătățire de 24400 ani. La scurt timp după realizarea acestor reacții, au fost obținuți și alți doi izotopi ai plutoniului prin reacțiile:

$$ {}^{2}_{1}H + {}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{238}_{93}Np + {}^{1}_{0}n + {}^{1}_{0}n $$

iar ${}^{238}Np$ se dezintegrează beta minus cu $T = 2$ zile:

$$ {}^{238}_{93}Np \rightarrow {}^{238}_{94}Pu + \beta^- + \tilde{\nu}_e, $$

și bombardând uraniu cu neutroni rapizi

$$ {}^{238}_{92}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{237}_{92}U + {}^{1}_{0}n + {}^{1}_{0}n, $$

iar izotopul ${}^{237}U$ emite electroni cu $T = 6{,}8$ zile

$$ {}^{237}_{92}U \rightarrow {}^{237}_{93}Np + e^- + \tilde{\nu}_e . $$

${}^{236}Np$ este alfa activ cu $T_{1/2} = 2{,},3.10^6$ ani și este transuranianul cu timpul de înjumătățire cel mai lung cunoscut. Neptuniul și plutoniul au fost descoperiți în minereurile uranifere în proporție de $1/10^{14}$. Această răspândire mică în natură se explică prin timpul lor de înjumătățire scurt ce a făcut ca aceste elemente să dispară. Ceea ce se găsește în natură în prezent se datorează formării lor continue prin reacții de tipul $(n,2n)$ și respectiv (n,γ) sub acțiunea neutronilor din radiația cosmică, a neutronilor rezultați din fisiunea spontană a uraniului și a celor rezultați în reacții de forma (α,n) pe nuclee ușoare din vecinătatea zăcămintelor de uraniu care emite particule alfa.

Elementul cu $Z = 95$ a fost denumit *Americiu* (*Am*) și a fost descoperit prin bombardarea ^{239}Pu cu neutroni:

$$ {}^{1}_{0}n + {}^{239}_{94}Pu \rightarrow {}^{240}_{94}Pu + \gamma $$

$$ {}^{1}_{0}n + {}^{240}_{94}Pu \rightarrow {}^{241}_{94}Pu + \gamma $$

Izotopul ${}^{241}_{94}Pu$, obținut prin bombardarea izotopului ${}^{240}Pu$ cu neutroni, emite electroni, conducând la ${}^{241}_{95}Am$:

$$ {}^{2411}_{94}Pu \rightarrow {}^{241}_{95}Am + \beta^- + \tilde{\nu}_e . $$

Același izotop se obține și prin reacțiile:

$$ {}^{238}_{92}U(\alpha,n){}^{241}_{94}Pu; \quad {}^{241}_{94}Pu \rightarrow {}^{241}_{95}Am + \beta^- + \tilde{\nu}_e . $$

Bombardând noul element cu neutroni se formează izotopul ${}^{242}_{95}Am$ care este beta minus activ ducând la elementul cu $Z = 96$ denumit *curium* (*Cm*)

$$ {}^{1}_{0}n + {}^{241}_{95}Am \rightarrow {}^{242}_{95}Am + \gamma; \quad {}^{242}_{95}Am \rightarrow {}^{242}_{96}Cm + \beta^- + \tilde{\nu}_e . $$

La același izotop se ajunge și prin reacția ${}^{239}_{94}Pu(\alpha,n){}^{242}_{96}Cm$. Acesta este alfa activ cu $T_{1/2} = 162{,}7$ zile. Alți izotopi ai acestui element se pot obține prin reacții (n,γ) pe ${}^{242}Cm$.

Elementul cu $Z = 97$ numit *berkelium* (*Bk*) a fost obținut, în 1950, prin reacția:

$$\alpha + {}^{241}_{95}Am \rightarrow {}^{243}_{97}Bk + 2n\,.$$

Denumirea lui este dată după orașul Berkeley din California unde se află Universitatea în care a fost descoperit. Acest izotop se dezintegrează alfa sau prin captură electronică cu $T_{1/2} = 4{,}5$ ore.

Elementul $Z = 98$ numit *californium* (*Cf*) a fost descoperit, două luni mai târziu, la aceeași Universitate, în reacția

$$\alpha + {}^{242}_{96}Cm \rightarrow {}^{245}_{98}Cf + n$$

Izotopul obținut se dezintegrează alfa sau prin captură electronică având $T_{1/2}$ = 44 min. Prin reacții (n,γ) pe diferite nuclee țintă au fost obținuți alți izotopi ai acestui element. Începând cu 1950, pentru obținerea elementelor transuraniene s-au utilizat drept proiectile ioni grei (*C, N, O*) accelerați în ciclotron. De exemplu:

$${}^{238}_{92}U + {}^{12}_{6}C \rightarrow {}^{244}_{98}Cf + 6n; \quad {}^{238}_{92}U + {}^{14}_{7}N \rightarrow {}^{246}_{99}E + 6n; \quad {}^{238}_{92}U + {}^{16}_{8}O \rightarrow {}^{250}_{100}Fm + 4n$$

Elementul cu $Z = 99$ a fost numit *Einsteinium*, iar cel cu $Z = 100$ a fost numit *Fermium*. Elementul cu $Z = 101$ a fost numit *Mendeleevium* (*Mv*). El a fost identificat în 1965 în reacția:

$$\alpha + {}^{253}_{99}E \rightarrow {}^{256}_{101}Md + n$$

În jurul anului 1960 a început studiul elementelor transuraniene și la Institutul Unificat de Cercetări Nucleare (IUCN), Dubna. Primul element sintetizat la Dubna a fost *Nobelium* (*No*) cu $Z = 102$ (în 1963), prin borbardarea unei ținte de ${}^{238}_{92}U$ cu ioni de ${}^{22}_{10}Ne$. Elementul cu Z =103 numit *Lawrencium* (*Lw*) în cinstea inventatorului ciclotronului, a fost descoperit în 1961 bombardând californium cu ioni de bor. Elementul cu $Z = 104$ a fost numit *Rutherfordium* (*Rf*)

$${}^{22}_{10}Ne + {}^{242}_{94}Pu \rightarrow {}^{264}_{104}Rf + 4n$$

Elementul cu $Z = 105$ a fost numit *Dubnium* (*Db*) . Elementul cu Z=106 a fost botezat *Seaborgium* (*Sg*). Elementele cu $Z = 107$, 108 și 109 au fost descoperite la Darmstadt, în laboratorul de ioni grei, de un grup de fizicieni sub conducerea lui *P.Armbruster* și *G.Munzenberg* prin fuziunea unor ioni grei. Astfel elementul 107, numit *Bohrium* (*Bh*), a fost obținut prin fuziunea

izotopilor de ${}^{54}_{24}Cr$ cu ${}^{209}_{83}Bi$. Elementul 108 a fost denumit *Hassium* (*Hs*) după numele latin de Hassia a statului unde se află laboratorul unde a fost sintetizat. Elementul 109, denumit *Meitnerium* (*Mt*) în cinstea fizicienei *Lise Meitner*, a fost obținut prin fuziunea ${}^{58}_{26}Fe$ și ${}^{209}_{83}Bi$. Elementul 110 (sintetizat în 1994) poate fi obținut, pentru o energie corespunzătoare, prin reacția:

$${}^{62}\mathrm{Ni} + {}^{208}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{269}110 + 1\mathrm{n}$$

Elementul 111 a fost sintetizat în 1994 în reacția

$${}^{64}\mathrm{Ni} + {}^{209}\mathrm{Bi} \rightarrow {}^{272}111 + 1\mathrm{n}$$

iar elementul 112 a fost sintetizat în 1996 în reacția

$${}^{70}\mathrm{Zn} + {}^{208}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{277}112 + 1\mathrm{n}$$

Elementele 110, 111, 112 nu au primit încă un nume din partea IUPAC și IUPAP (International Unions of Pure and Applied Chemistry/Physics).

Cu creșterea numărului de ordine al elementului, secțiunea eficace de generare a acestuia prin reacții de fuziune asemănătoare scade.

Câtiva dintre izotopii cu viața cea mai lungă ai elementlor transuraniene sunt indicați în tabelul 7.4.

Tabel ul 7.4

Neptuniul	${}^{237}_{93}Np\,(2{,}14\cdot10^{7}\ ani)$	Nobeliul	${}^{259}_{102}No\,(1\ ora)$
Plutoniul	${}^{244}_{94}Pu\,(7{,}59\cdot10^{7}\ ani)$	Lawrenciul	${}^{260}_{103}Lr\,(3\ \mathrm{min})$
Americiul	${}^{243}_{95}Am\,(7{,}95\cdot10^{3}\ ani)$	Rutherfordiul	${}^{261}_{104}Rf\,(63s)$
Curiul	${}^{247}_{96}Cm\,(1{,}67\cdot10^{7}\ ani)$	Dubniul	${}^{262}_{105}Db\,(40s)$
Berkeliul	${}^{247}_{97}Bk\,(1{,}4\cdot10^{4}\ ani)$	Seaborgium	${}^{265}_{106}Sg$ (0,9 s)
Californiul	${}^{251}_{98}Cf\,(7{,}9\cdot10^{2}\ ani)$	Bohrium	${}^{262}_{107}Bh$ (0,12 s)
Einsteinul	${}^{254}_{99}Es\,(4{,}8\cdot10^{2}\ zile)$	Hassium	${}^{165}_{108}Hs$ (1,8 ms)
Fermiul	${}^{257}_{100}Fm\,(10{,}0\ zile)$	Meitnerium	${}^{266}_{109}Mt$ (1 ms)
Mendeleviul	${}^{258}_{101}Md\,(54\ zile)$	Nebotezat	${}^{272}111$ (1,5 ms)

Elementele transuraniene alcătuiesc o grupă de elemente cu proprietăți asemănătoare actiniului. Din această cauză, ele împreună cu *Th, Pa* și *U* se numesc *actinide*.

Cercetările din domeniul elementelor transuraniene, numite și elemente supragrele, caută să răspundă la întrebări fundamentale care au stat totdeauna in fața fizicii nucleare și la care nu se poate încă răspunde. Astfel de întrebări sunt: Câte elemente pot exista ? Cum pot exista elementele supragrele în ciuda repulsiei electrostatice puternice ? Ce proprietăți determină stabilitatea lor ? Cât de lung este timpul lor de înjumătățire? Cât de mare este regiunea elementelor supragrele? Care sunt proprietățile lor chimice?

Modelele nucleare prezic timpi de viață lungi, de ordinul microsecundelor până la ani pentru anumiți izotopi ai elementelor supragrele. Aceasta încurajează pe experimentatori în încercarea de a dezvolta metode experimentale tot mai variate în scopul obținerii și studiului acestor elemente.

Întrebări

1. Ce reprezintă o reacție nucleară ?
2. Care este prima reacție nucleară realizată în laborator ?
3. Enunțați legea conservării sarcinii electrice și a sarcinii barionice.
4. Deduceți "ecuația Q".
5. Ce este energia de prag ?
6. Deduceți expresia energiei de prag.
7. Scrieți legile conservării momentului cinetic și a parității pentru o reacție nucleară scrisă sub forma generală.
8. Discutați reacțiile posibile la bombardarea nucleului de ^{7}Li cu protoni.
9. Enunțați legea conservării izospinului.
10. Justificați expresia secțiunii eficace de reacție pentru o țintă subțire și pentru o țintă groasă.
11. Care este unitatea de măsură pentru secțiunea eficace ?
12. Ce mecanisme de reacție cunoașteți ?
13. În ce constă mecanismul nucleului compus pentru realizarea unei reacții nucleare ?
14. Justificați formula Breit-Wigner.
15. Care sunt caracteristicele unei reacții care se desfășoară prin mecanismul nucleului compus ?
16. În ce constă mecanismul reacțiilor directe ?
17. Care sunt caracteristicile principale ale unei reacții ce se desfășoară prin mecanismul reacțiilor directe ?

18. Dați câte un exemplu de reacție nucleară produsă de fiecare particulă încărcată ușoară și menționați în fiecare caz caracteristicile generale.
19. Care sunt particularitățile reacțiilor produse de ioni grei ?
20. Care sunt caracteristicile reacțiilor produse de neutroni. Dați exemple de astfel de reacții.
21. Care este importanța reacțiilor produse de fotonii gama ?
22. Ce este radioactivitatea artificială și de câte feluri este ?
23. Menționați câteva dintre aplicațiile izotopilor radioactivi.
24. Cum se obțin elementele transuraniene ?

8

TIPURI DE DEZINTEGRĂRI

8.1 Introducere

La scurt timp după descoperirea radioactivității, s-au identificat trei tipuri de radiații emise din nucleu. Acestea au fost numite radiații alfa, beta și gama. Natura lor a fost descoperită mai târziu, identificându-se radiațiile alfa cu nuclee de ^4He, radiațiile beta cu electroni iar cele gama cu fotoni de energie mare. Mult mai târziu, s-a găsit că unele nuclee pot emite pozitroni, sau protoni sau neutroni sau chiar nuclee mai grele decât heliul. În acest capitol vom analiza pe scurt fiecare din aceste tipuri de radioactivitate.

8.2 Dezintegrarea alfa

Dezintegrarea alfa a fost primul mod de dezintegrare observat și studiat. Ea constă în emisia de către nucleu a unei particulei alfa. Patricula alfa reprezintă un nucleu de ^4He și, ca urmare, nuclidul fiică este deplasat în sistemul periodic al elementelor cu două căsuțe la stânga în raport cu nuclidul mamă :

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He $$

Eliberarea de energie în acest proces se face pe seama variației energiei de legătură a nuclizilor implicați.

$$ Q = \left[M_x - \left(M_y + M_\alpha\right)\right]c^2 = \left[E_{leg}(Y) + E_{leg}(\alpha)\right] - E_{leg}(X) = E_{leg}(\alpha) + \Delta E_{leg} \quad (8.1) $$

cu

$$ \Delta E_{leg} = E_{leg}(Y) - E_{leg}(X) \quad (8.2) $$

După cum am arătat în Cap.5, acest proces devine posibil din punct de vedere energetic ($Q > 0$), deci se poate produce în mod natural, numai pentru nucleele grele de la sfârșitul sistemului periodic al elementelor având $A \geq 150$. Dar între $A = 150$ și $A = 210$ s-a găsit un număr mic de nuclizi alfa activi. Acest lucru se explică prin valoarea mică a energiei eliberate, Q, care reduce probabilitatea de dezintegrare, mărind timpul de înjumătățire la peste 10^{16} ani, ceea ce face procesul dificil de observat. Nucleele alfa active natural au timpul de înjumătățire cuprins între 10^{-7}s și 10^{17}s.

Energia eliberată este preluată sub formă de energie cinetică de către particula alfa și nuclidul fiică:

$$ Q = E_{c\alpha} + E_{cy} \quad (8.3) $$

Deoarece nuclidul inițial se află în repaus, conservarea impulsului în acest proces cere ca $\vec{p}_\alpha = -\vec{p}_y$. Astfel,

$$ Q = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} + \frac{p_y^2}{2m_y} = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha}\left[1 + \frac{m_\alpha}{m_y}\right] $$

Aproximând raportul maselor cu raportul numerelor de masă corespunzătoare, rezultă

$$ Q = E_\alpha\left[1 + \frac{4}{A-4}\right] = E_\alpha \frac{A}{A-4}, \quad (8.4) $$

unde A este numărul de masă al nuclidului ce suferă dezintegrarea alfa.

Energia cinetică a particulei alfa este

$$ E_\alpha = Q\left(1 - \frac{4}{A}\right), \quad (8.5) $$

iar a nucleului de recul ($E_r \equiv E_y$) este

$$ E_r = \frac{4Q}{A}. \quad (8.6) $$

În mod obișnuit, o particulă alfa preia aproximativ 98% din Q iar nucleul de recul ia aproximativ 2%. Pentru o energie de reacție de 6 MeV, energia cinetică de recul a nucleului fiică este de aproximativ 120 KeV. Această valoare depășește energia de legătură a atomilor în solide (≈ eV) și, ca urmare, nucleul de recul devine liber, iar dacă este la suprafața sursei o poate părăsi. Pentru a împiedica acest fenomen, sursele alfa se acoperă cu o peliculă subțire de lac.

Energia cinetică a particulelor alfa se măsoară cu ajutorul spectrometrelor magnetice. Un astfel de spectrometru se bazează pe curbarea traiectoriei particulelor încărcate într-un câmp magnetic ce acționează perpendicular pe viteza particulelor. Din expresia forței Lorentz, ce determină curbarea traiectoriei, $qBv = mv^2/r$ (unde m, q și v sunt masa, sarcina și respectiv viteza particulei, B este inducția magnetică iar r raza orbitei) se obține pentru viteza particulei relația

$$v = qBr/m. \qquad (8.7)$$

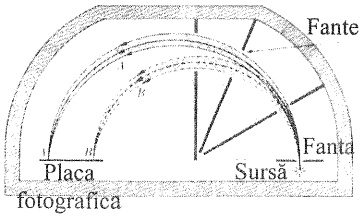


Fig. 8.1

Precizia măsurătorii depinde de precizia cu care se poate măsura raza de curbură r. În principiu, un astfel de spectrometru magnetic constă dintr-o sursă de particule încărcate, în cazul de față o sursă radioactivă de la care, cu ajutorul unei fante se delimitează un fascicul îngust de particule a căror traiectorie este curbată de câmpul magnetic în mod diferit, în funcție de viteză (Fig 8.1). Particulele având aceeași viteză sunt focalizate la 180° în același punct și pot fi detectate cu o placă fotografică sau un contor. O serie de diafragme din interiorul camerei vidate împiedică împrăștierea particulelor alfa de pereții camerei. Vitezele particulelor alfa s-au obținut de ordinul a 10^5 cm/s . La astfel de viteze, efectele relativiste sunt neglijabile și energia cinetică se calculează cu formula: $E_\alpha = mv^2/2$. Energiile emițătorilor alfa naturali au valori cuprinse între 4 și 9 MeV. Câteva exemple sunt menționate în tabelul 8.1

Tabelul 8.1

Nucleul α - activ	E MeV	$T_{1/2}$
^{212}Po	8,8	$3 \cdot 10^{-7}$ sec
^{214}Po	7,7	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$ sec
^{210}Po	5,3	$1{,}38 \cdot 10^{2}$ zile
^{226}Ra	4,7	$1{,}62 \cdot 10^{3}$ ani
^{238}U	4,1	$4{,}5 \cdot 10^{9}$ ani

Energia particulelor alfa poate fi de asemenea determinată măsurând absorbția particulelor de către diferite materiale. Particulele alfa emise de

radionuclizii naturali pot fi absorbite de o foaie de hârtie, de o foaie de aluminiu

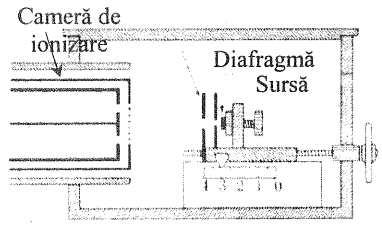


Fig. 8.2

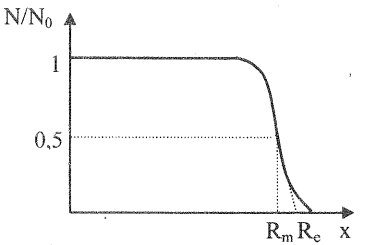


Fig. 8.3

de 0,004 cm grosime sau de câțiva centimetri de aer. O metodă de măsurare a parcursului este ilustrată în Fig 8.2, și a fost utilizată de *Holloway* și *Livingston*. Sursa de particule alfa este plasată la capătul unui șurub ce permite apropierea și îndepărtarea ei de un detector. Trasând curba de variație a numărului de impulsuri înregistrate de detector (în Fig.8.2 camera de ionizare) în funcție de distanta sursă-detector, se poate determina parcursul extrapolat R_e și parcursul mediu R_m (Fig.8.3). Între parcursul mediu în aer și energia particulelor alfa s-a stabilit relația empirică

$$R_m = 0{,}318E^{3/2} \qquad (8.8)$$

(R_m în cm, E în MeV). În Fig 8.4. este dată curba de variație a parcursului în aer (T = 15° C; p = 760 mm Hg) a particulelor alfa în funcție de energie. Măsurători precise (utilizând camere cu ceață, camere de ionizare, spectrometre magnetice) ale energiei și parcursului particulelor alfa au pus în evidență faptul că un anumit nuclid emite particule alfa de diferite energii. De exemplu, $^{214}_{89}Po$, pe lângă

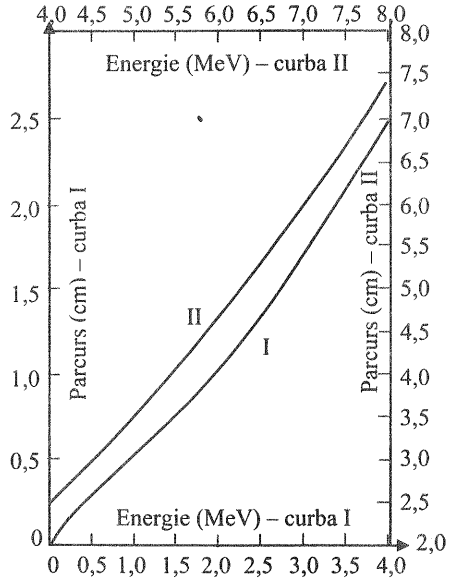


Fig. 8.4

grupul principal de particule alfa având energia de 7,68 MeV, și parcursul mediu în aer de 6,87 MeV emite încă 12 grupuri de particule alfa cu parcurs lung a căror energie variază de la 8,277 MeV la 10,505 MeV ce formează un spectru cu structură fină. Studiul acestor spectre a condus la concluzia că există nuclizi ce emit un singur grup de particule alfa cu energie bine definită (*Rn*, *Po*), nuclizi ce emit două sau mai multe grupuri foarte apropiate între ele ca energie și intensitate (^{212}Bi) precum și nuclizi ce emit un grup principal și alte grupuri de

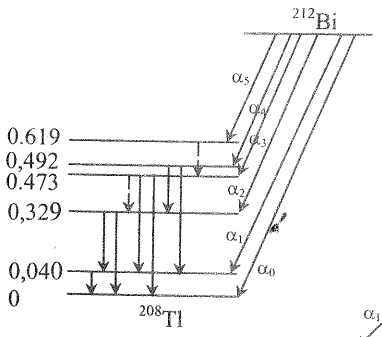


Fig. 8.5

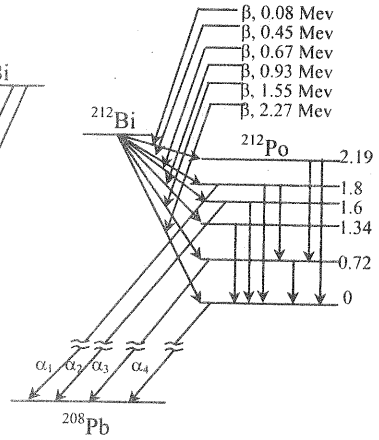


Fig. 8.6

particule alfa cu energie mult mai mare dar de intensitate mult mai mică (10^{-4} la 10^{-7}) decât a grupului principal (^{214}Po, ^{212}Po). Structura fină a spectrelor alfa se explică prin aceea că nuclidul fiică poate rezulta în diferite stări energetice excitate cum ar fi la dezintegrarea

$$^{212}Bi \rightarrow {}^{208}Tl + \alpha \ ,$$

reprezentată în Fig. 8.5, sau este posibil ca nuclidul părinte să rezulte dintr-o altă dezintegrare și să se poată afla în diferite stări excitate cum este cazul

$$^{212}Po \rightarrow {}^{208}Pb + \alpha \ ,$$

unde ^{212}Po rezultă din dezintegrarea beta a $^{212}Bi \left({}^{212}_{83}Bi \rightarrow {}^{212}_{84}Po + \beta^- + \tilde{\nu}_e \right)$ după cum este ilustrat în Fig(8.6).

Corelând constantele de dezintegrare, λ, cu parcursurile în aer ale particulelor alfa emise de diferite nuclee, R_α ($R_\alpha \equiv R_m$), *Geiger* și *Nuttall* au găsit o relație liniară simplă între log λ și log R_α de forma :

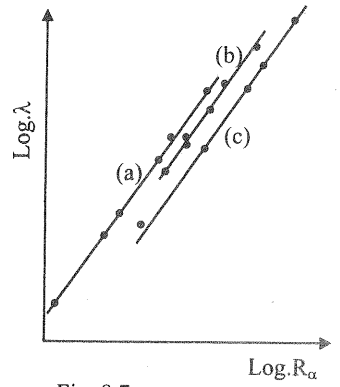


Fig. 8.7
(a) Familia Uraniului
(b) Familia Thoriului
(c) Familia Actiniului

$$\log \lambda = A + B \log R_\alpha \qquad (8.9)$$

unde A și B sunt două constante empirice iar valoarea lui A diferă de la o serie radioactivă la alta. Astfel, pentru cele trei serii radioactive naturale se obțin 3 drepte după cum este reprezentat în Fig 8.7. Cum între energia și parcursul particulei alfa s-a stabilit o relație empirică de forma (8.7), relația lui *Geiger* și *Nuttall* poate fi scrisă și sub forma :

$$\log \lambda = A' + B' \log E \ . \qquad (8.10)$$

În tabelul 8.2 sunt prezentate valorile constantei de dezintegrare și energia particulelor alfa pentru câteva nuclee alfa active. Se constată că o creștere de două ori a energiei duce la o creștere de 10^{24} ori a constantei de dezintegrare, respectiv o scădere în același raport al timpului de înjumătățire. Explicația acestei dependențe s-a putut da în 1928 pe baza mecanicii cuantice și a constituit primul mare succes al acestei teorii.

Tabelul 8. 2

Nuclid	Parcursul mediu în aer (cm)	Energia particulei alfa (MeV)	Timpul de înjumătățire	Constanta de dezintegrare (sec^{-1})
Th^{232}	2,49	4,06	$1{,}39 \cdot 10^{10}$ ani	$1{,}58 \cdot 10^{-18}$
Ra^{226}	3,30	4,86	$1{,}62 \cdot 10^{3}$ ani	$1{,}36 \cdot 10^{-11}$
Th^{228}	3,98	5,52	1,9 ani	$1{,}16 \cdot 10^{-8}$
Em^{222}	4,05	5,59	3,83 zile	$2{,}10 \cdot 10^{-6}$
Po^{218}	4,66	6,11	3,05 minute	$3{,}78 \cdot 10^{-3}$
Po^{216}	5,64	6,90	0,16 s	4,33
Po^{214}	6,91	7,83	$1{,}64 \cdot 10^{-4}$ s	$4{,}23 \cdot 10^{3}$
Po^{212}	8,57	8,95	$3{,}0 \cdot 10^{-7}$ s	$2{,}31 \cdot 10^{6}$

8.2.1 Elemente de teoria dezintegrării alfa

Particula alfa fiind un nucleu de ${}^4_2He$, ce este dublu magic, se bucură de o stabilitate deosebită. Energia de legătură a acestui nucleu este 28,3MeV. Datorită acestui lucru, în anumite condiții, doi protoni și doi neutroni din interiorul unui nucleu greu se pot grupa formând o particulă alfa în interiorul nucleului. Între această particulă și restul nucleonilor se exercită atât forțe nucleare atractive cât și forțe coulombiene repulsive. Când particula alfa ajunge

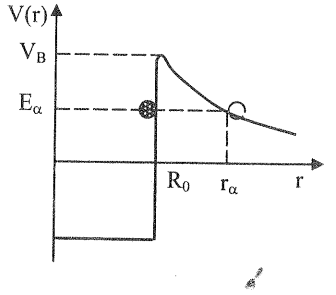


Fig. 8.8

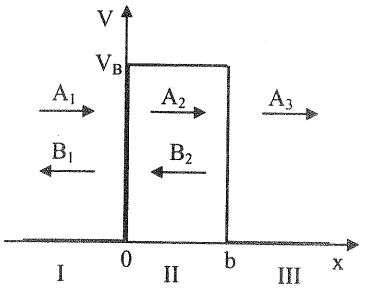


Fig. 8.9

la marginea nucleului, deci la raza R_0 a acestuia, unde forța nucleară devine zero, asupra ei acționează numai forța coulombiană repulsivă. Ca urmare, potențialul rezultant are forma din Fig.8.8. Deci nucleul prezintă la marginea lui o barieră de potențial pentru particule pozitive ce vor să pătrundă în nucleu. Înălțimea acestei bariere pentru o particulă alfa la raza R_0 a nucleului este:

$$B = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_N q_\alpha}{R_0} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Zze^2}{R_0} = V_B, \qquad (8.11)$$

unde q_N și q_α sunt sarcinile electrice ale nucleului și a particulei alfa. Aceeași barieră este întâmpinată de particula alfa ce ar ieși din nucleu. În conformitate cu fizica clasică, o particulă alfa având energia cinetică mai mică decât înălțimea barierei de potențial nu ar putea ieși din nucleu. Experimental, s-au găsit particule alfa emise din nucleu cu energie mult mai mică decât înălțimea barierei coulombiene. Aceasta s-ar putea explica pe baza mecanicii cuantice conform căreia există o probabilitate diferită de zero ca particula alfa cu energie mai mică decât înălțimea barierei să părăsească nucleul. Fenomenul s-ar realiza ca și cum particula respectivă și-ar crea un tunel prin bariera de potențial. Ieșirea particulelor alfa cu energie mică din nucleu are loc ca urmare a unui "*efect tunel*". Teoria își propune să găsească probabilitatea ca particula alfa să tuneleze

bariera, deci probabilitatea unui nucleu de a se dezintegra în unitatea de timp, adică λ. Această probabilitate se poate scrie sub forma:

$$\lambda = \wp \cdot \nu \cdot T \qquad (8.12)$$

unde $\wp$ reprezintă probabilitatea formării particulei alfa în nucleu, ce se consideră egală cu unitatea, $\nu = v/2R_0$ este frecvența cu care particula alfa cu viteza v ar lovi bariera de potențial, aflată la raza R_0 a nucleului. T reprezintă transparența barierei de potențial și se definește ca raportul dintre fluxul emergent și fluxul incident de particule alfa:

$$T = \frac{\text{fluxul emergent}}{\text{fluxul incident}}. \qquad (8.13)$$

Teoria dezintegrării alfa a fost elaborată de *Gamow*, *Condon* și *Gurney* (1928).

Pentru a găsi transparența T, se consideră mai întâi penetrarea unei bariere unidimensionale, dreptunghiulare, de înălțime V_B și lărgime b (Fig.8.9). În regiunea I, ce se întinde de la - ∞ la zero (- ∞ < x< 0), potențialul este zero, în regiunea a II-a (0 ≤ x ≤ b), potențialul are valoarea înălțimii barierei, V = V_B, iar în regiunea a III-a (b < x < ∞), potențialul este din nou zero. O particulă alfa, cu energia cinetică mai mică decât înălțimea barierei, vine din regiunea I spre barieră. Mișcarea ei va fi descrisă de ecuația lui *Schrodinger* care va avea forme diferite pentru cele trei regiuni.

În regiunea I ecuația lui *Schrodinger* se scrie:

$$\frac{\partial^2\psi_1}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi_1 = 0 \qquad (8.14)$$

iar soluția este:

$$\psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x} \qquad (8.15)$$

unde :

$$k_1 = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} = \frac{p}{\hbar} = \frac{1}{\lambda\!\!\!^{-}} \qquad (8.16)$$

În regiunea II :

$$\frac{\partial^2\psi_2}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V_B)\psi_2 = 0 \qquad (8.17)$$

Dar $V_B > E$ ($V_B \cong 25$MeV) ceea ce conduce la ecuația:

$$\frac{\partial^2\psi_2}{\partial x^2} - \frac{2m}{\hbar^2}(V_B - E)\psi_2 = 0 \qquad (8.18)$$

Soluția acestei ecuații este:

$$\psi_2 = A_2 e^{k_2 x} + B_2 e^{-k_2 x} \tag{8.19}$$

cu:

$$k_2 = \frac{\sqrt{2m(V_B - E)}}{\hbar} \tag{8.20}$$

În regiunea III:

$$\frac{\partial^2 \psi_3}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi_3 = 0 \tag{8.21}$$

cu soluția:

$$\psi_3 = A_3 e^{ik_1 x} + B_3 e^{-ik_1 x} \tag{8.22}$$

Cum reflexia de la + ∞ nu are sens se ia $B_3 = 0$. La trecerea dintr-o regiune în alta, funcțiile de undă și primele lor derivate trebuie să îndeplinească condiția de continuitate.

La limita x = 0

$$\psi_1\big|_{x=0} = \psi_2\big|_{x=0} \qquad \text{de unde} \quad A_1 + B_1 = A_2 + B_2 \tag{8.23}$$

$$\left.\frac{\partial \psi_1}{\partial x}\right|_{x=0} = \left.\frac{\partial \psi_2}{\partial x}\right|_{x=0} \qquad \text{de unde} \quad ik_1(A_1 - B_1) = k_2(A_2 - B_2) \tag{8.24}$$

La trecerea x = b

$$\psi_2\big|_{x=b} = \psi_3\big|_{x=b} \qquad \text{de unde} \quad A_2 e^{k_2 b} + B_2 e^{-k_2 b} = A_3 e^{ik_1 b} \tag{8.25}$$

$$\left.\frac{\partial \psi_2}{\partial x}\right|_{x=b} = \left.\frac{\partial \psi_3}{\partial x}\right|_{x=b} \qquad \text{de unde} \quad k_2\left(A_2 e^{k_2 b} - B_2 e^{-k_2 b}\right) = ik_1 A_3 e^{ik_1 b} \tag{8.26}$$

Ecuațiile (8.23)-(8.26) formează un sistem de patru ecuații cu cinci necunoscute: A_1, B_1, A_2, B_2, A_3. Plecând de la definiția transparenței, se poate scrie:

$$T = \frac{A_3 A_3^*}{A_1 A_1^*} \tag{8.27}$$

Din această expresie rezultă că, dacă se exprimă amplitudinile de mai sus în funcție de A_1, se poate calcula transparența. Se obține (vezi anexa 8.1):

$$T = \frac{16 e^{2k_2 b}}{\left(1 + \frac{k_1^2}{k_2^2}\right)\left(1 + \frac{k_2^2}{k_1^2}\right)} = \frac{16 k_1^2 k_2^2}{\left(k_1^2 + k_2^2\right)^2} e^{-2k_2 b} \tag{8.28}$$

Deoarece exponențiala poate varia cu mai multe ordine de mărime, pe când coeficientul din față este de ordinul unității și se modifică puțin în afara barierei, se aproximează transparența prin :

$$T \cong e^{-2k_2 b} \tag{8.29}$$

Bariera de potențial coulombian a nucleului este tridimensională, are o simetrie sferică și variază cu r. Ca urmare, este necesar de a exprima transparența sub forma:

$$T = \exp\left[-2\int_{R_0}^{r_\alpha} k_2 dr\right] \tag{8.30}$$

unde r_α este distanța de la centrul nucleului până în locul unde înălțimea barierei este egală cu energia cinetică a particulei alfa:

$$E = V_B(r_\alpha) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Z'e^2}{r_\alpha}$$

iar R_0 raza nucleului. Ž' este numărul de ordine al nucleului fiică.

Introducând expresia lui k_2 în expresia transparenței se obține:

$$T = \exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\int_{R_0}^{r_\alpha}\left[2m(V_B - E)\right]^{1/2} dr\right\} \tag{8.31}$$

sau

$$T = e^{-2G} \tag{8.32}$$

cu

$$G = \frac{1}{\hbar}\int_{R_0}^{r_\alpha}\left[2m(V_B - E)\right]^{1/2} dr\,. \tag{8.33}$$

G poartă numele de *factor Gamow* iar formula (8.32) se numește *formula lui Gamow* pentru transparența barierei de potențial. Având transparența, se poate scrie constanta de dezintegrare sub forma:

$$\lambda = \frac{v}{2R_0} e^{-2G} \tag{8.34}$$

cu $v/2R_0 \cong 10^{21}\ s^{-1}$

Conform acestei relații, probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp crește exponențial cu creșterea energiei particulei alfa explicând astfel rezultatele empirice ale lui *Geiger* și *Nuttall*.

Valoarea mare a exponentului face probabilitatea de emisie foarte sensibilă la modificarea sarcinii Z a nucleului și a energiei E a particulei alfa. Modificarea exponentului cu un procent schimbă λ și respectiv timpul de înjumătățire de aproximativ 7000 ori. Astfel se explică faptul că timpul de înjumătățire al nuclizilor alfa activi variază între 10^{10} ani și 10^{-6} s (deci printr-un factor mai mare de 10^{23}) pentru variația lui Z doar între 90 și 84 iar a lui E între 4,1 MeV și 8,9 MeV.

Între valorile calculate și cele măsurate se obțin diferențe de 1-2 ordine de mărime la un domeniu de 24 ordine de mărime. Diferența apare din faptul că în calcule nu s-au luat în considerare funcțiile de undă ale stării nucleare inițială și finală precum și momentul cinetic preluat de particula alfa.

De asemenea, nucleul a fost considerat sferic cu raza medie $1{,}25 \cdot A^{1/3}$fm. Deoarece raza nucleului apare în expresia factorului Gamow, o modificare mică a razei implică o modificare mare a constantei de dezintegrare, respectiv a timpului de înjumătățire. Având în vedere acest lucru, se poate determina raza nucleului din măsuratori de timp de înjumătățire, după cum am menționat în Cap.1.

Teoria dezintegrării alfa prezentată mai sus permite să se explice de ce dezintegrările cu emisia altor nuclee ușoare nu sunt observate experimental, deși din punct de vedere energetic ar fi posibile ($Q > 0$). Pentru ca emisia unei particule să aibă loc în mod spontan, este necesar ca în sistem să apară o anumită energie cinetică. Aceasta poate să apară ca urmare a schimbării structurii interioare, de exemplu a grupării unor nucleoni în formațiuni cu energie de legătură mare. O astfel de formațiune este particula alfa, ce este foarte stabilă, având o energie de legătură mare. Dar mai sunt și alte nuclee mai grele decât nucleul de heliu, pentru care procesul de dezintegrare ar fi energetic posibil. Faptul că astfel de dezintegrări nu se observă în mod curent se explică prin aceea că timpul de înjumătățire corespunzător este mult mai mare decât cel corespunzător dezintegrării alfa a aceluiași nucleu greu și, ca urmare, procesul este mascat. Astfel, procesul

$$^{220}Th \rightarrow {}^{208}Po + {}^{12}C$$

este exoenergetic și i-ar corespunde $T_{1/2} = 2{,}3.10^{6}$s. Dar procesul

$$^{220}Th \rightarrow {}^{216}Ra + \alpha$$

are $T_{1/2}$ de 10^{3} ori mai mic și, ca urmare, primul proces nu poate fi observat. Recent s-a observat experimental procesul

$$^{223}Ra \rightarrow {}^{209}Pb + {}^{14}C$$

ce are o probabilitate de 10^{9} ori mai mică decât a procesului de dezintegrare alfa a ^{223}Ra. (După 6 luni de înregistrări în mod continuu, utilizând o sursa de ^{223}Ra , în echilibru cu ^{227}Ac, cu activitate de 3,3 μCi, s-au observat doar 11 evenimente). Teoretic, probabilitatea realizării acestui proces ar fi de 10^{3} ori mai mică decât a dezintegrării alfa. Diferența dintre valoarea teoretică și cea experimentală a probabilității reacției de dezintegrare cu emisie de ^{14}C ne spune că probabilitatea formării acestui cluster în interiorul nucleului de ^{223}Ra este de 10^{6} ori mai mică decât cea corespunzătoare formării particulei alfa. S-a observat experimental emisia de ^{14}C și de către alte nuclee grele precum și emisia de fragmente mai grele ajungând până la ^{24}Ne .

Dacă se are în vedere faptul că momentul cinetic al particulei alfa poate fi diferit de zero

$$|\vec{l}| = pr = \hbar\sqrt{l(l+1)}, \quad r \le R_0$$

energia cinetică corespunzătoare este

$$\frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}.$$

Aceasta reprezintă așa numitul potențial centrifugal și se notează cu V_c. Valoarea lui V_c pentru $r = R_0$ este înălțimea barierei centrifugale :

$$B_c = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR_0^2}. \tag{8.35}$$

Deci potențialul de interacțiune a particulelor alfa cu nucleul va fi

$$V = V_{coulombian} + V_{centrifugal} = \frac{Zze^2}{4\pi\varepsilon_0 r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}$$

și factorul Gamow se va scrie sub forma :

$$G = \frac{1}{\hbar}\int_{R_0}^{r_\alpha}\left[2m\left(V_{coul} + V_c - E\right)\right]^{1/2}. \tag{1.36'}$$

Potențialul centrifugal mărește valoarea lui G și astfel scade valoarea lui λ. Contribuția acestui termen este însă mai mică, dar crește cu creșterea valorii lui l. Dacă notăm cu λ_0 probabilitatea de emisie a particulei alfa cu $l = 0$ și cu λ_l probabilitatea de emisie a unei particule alfa cu $l \neq 0$, raportul acestor probabilități scade cu creșterea lui l după cum este indicat în tabelul 8.3.

Tabelul.8.3

l	0	1	2	3	4	5
λ_l/λ_0	1	0,7	0,37	0,137	0,037	$7{,}1.10^{-3}$

Se poate constata că, pentru $l < 4$ contribuția potențialului centrifugal este neglijabilă dar devine importantă la valori mai mari ale lui l.

Având în vedere că spinul particulei alfa este zero, momentul cinetic total al particulei alfa este egal cu momentul cinetic orbital l. Conservarea momentului cinetic în procesul de dezintegrare ($\vec{I} = \vec{I}_i - \vec{I}_f$) duce la valori ale lui l cuprinse între ($I_i + I_f$) și $|I_i - I_f|$. Paritatea funcției de undă a particulei alfa este $(-1)^l$. Prin urmare, dacă paritatea stării inițiale este aceeași cu a stării finale, l trebuie să fie par iar dacă cele două paități sunt diferite atunci l trebuie să fie impar. Structura fină a spectrelor alfa se explică prin tranziții din sau spre stări excitate ale nucleelor. Datorită potențialului centrifugal, probabilitatea emisiei particulei alfa scade pe măsură ce ne îndepărtăm de starea fundamentală. Dacă atât starea inițială cât și cea finală au spin, situația devine mai complicată. De exemplu, tranziția între nivelurile $2^- \rightarrow 2^+$ trebuie să aibă l impar cuprins între 2 + 2 = 4 și 2 - 2 = 0, adică $l = 1$ și $l = 3$. Pentru a decide care din aceste două valori se realizează, este necesar să se facă măsurători de distribuție unghiulară a particulelor alfa emise de către o sursă din nuclee polarizate.

8.3 Dezintegrarea beta

Prin dezintegrare beta se înțelege transformarea spontană a unui nuclid într-un izobar al lui cu $\Delta Z = \pm 1$ ce se realizează prin emisia unui electron sau a unui pozitron sau prin captură electronică. O astfel de transformare o pot realiza nucleele cu surplus de neutroni sau surplus de protoni față de nucleele stabile. Fiind un proces spontan, trebuie să fie exoenergetic, deci $Q > 0$.

8.3.1. Condiții de realizare a dezintegrării beta

Să analizăm condițiile necesare realizării acestui proces în cele trei variante. Considerăm mai întâi *dezintegrarea beta negatogenă*:

$$ {}^{A}_{Z}X \xrightarrow{\beta^-} {}^{A}_{Z+1}Y $$

Energia de reacție se calculează ca:

$$ Q = \left[M_{nx} - \left(M_{ny} + m_\beta\right)\right]c^2 \qquad (8.37) $$

unde M_{nx} și M_{ny} sunt masele nuclidului mamă și respectiv fiică iar m_β este masa particulei beta (egală cu masa electronului). Masele nucleare se pot scrie ca diferența dintre masa atomului și masa totală a electronilor atomici. Astfel:

$$ Q = \left\{\left(M_x - Zm_e\right) - \left[M_y - (Z+1)m_e + m_\beta\right]\right\}c^2 \qquad (8.38) $$

Rezultă astfel $Q > 0$ pentru

$$ M_x > M_y \qquad (8.39) $$

În acest proces, sarcina nucleului crescând cu o unitate, ca urmare a transformării unui neutron în proton, pentru ca atomul rezultat să rămână neutru din punct de vedere electric el va capta un electron. Deci, din nucleu pleacă un electron sub forma radiației β^- iar pe învelișul electronic al atomului este captat un electron.

În cazul *dezintegrării beta pozitogene*

$$ {}^{A}_{Z}X \xrightarrow{\beta^+} {}^{A}_{Z-1}Y . $$

Energia de reacție se calculează astfel :

$$ Q = \left\{\left(M_x - Zm_e\right) - \left[\left(M - (Z-1)m_e + m_\beta\right)\right]\right\}c^2 , \qquad (8.40) $$

de unde rezultă:

$$ Q = \left[M_x - M_y - 2m_e\right]c^2 . $$

Energia de reacție este pozitivă în condițiile când

$$ M_x - M_y > 2m_e . \qquad (8.41) $$

Faptul că diferența dintre masele celor două nuclee trebuie să depășească două mase electronice se explică prin aceea că, în acest proces, pleacă un pozitron din nucleu, micșorându-i sarcina cu o unitate, și pleacă și un electron de pe învelișul electronic pentru a menține neutralitatea atomului.

Captura electronică constă în captarea în nucleu a unui electron de pe păturile electronice cele mai apropiate de nucleu. Probabilitatea maximă o are captarea unui electron de pe pătura K, motiv pentru care acest proces se mai numește *captură K*:

$$ {}^{A}_{Z}X + e^- \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y . $$

Energia de reacție

$$ Q = \left[\left(M_x - Zm_e\right) - \left(M_y - (Z-1)m_e\right)\right]c^2 \qquad (8.42) $$

este pozitivă dacă

$$ M_x - M_y > m_e . \qquad (8.43) $$

Deoarece în acest proces nu iese nici o particulă din atom, singurul mod de a-l pune în evidență experimental este înregistrarea radiației roentgen caracteristică nuclidului fiică. Această radiație se emite când electronii de pe păturile superioare ocupă locul gol lăsat de electronul captat în nucleu. Procesul de captură electronică, la fel ca și cel al dezintegrării beta pozitogene, se realizează în cazul nuclizilor cu surplus de protoni (sau deficit de neutroni). Atunci când diferența dintre masa nuclidului mamă, cu surplus de protoni, și masa nuclidului fiică este mai mică de două mase electronice, transformarea unui proton în neutron se realizează prin captură electronică. O schemă care să ilustreze cele spuse mai sus este prezentată în Fig. 8.10.

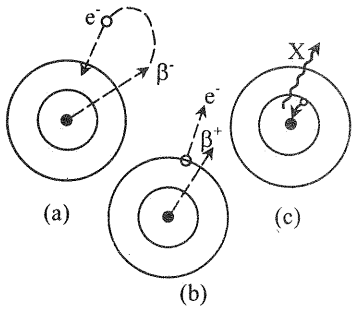


Fig. 8.10
(a) Dezintegrarea beta negatogenă.
(b) Dezintegrarea beta pozitogenă.
(c) Captură electronică.

Unii nuclizi se pot dezintegra beta prin toate cele trei variante. Ca exemplu, menționăm nuclidul $^{64}_{29}Cu$ despre care am mai vorbit în unele din capitolele anterioare.

Dacă $M(Z\text{-}1,A) > M(Z+1,A)$ este posibilă dezintegrarea beta dublă.

De asemenea, dezintegrarea β^+ poate fi însoțită de emisia de protoni iar β^- de emisia de neutroni dacă în final se obține un nucleu magic.

8.3.2. Spectrul energetic al radiațiilor beta

Spectrul energetic al radiațiilor β s-a găsit a fi continuu deși energia emisă de un anumit nuclid este aceeași și aproximativ egală cu valoarea maximă din spectru, E^{max}, caracteristică fiecărui nuclid radioactiv (Fig. 8.11). Explicarea fenomenului a condus la discuții aprinse propunându-se admiterea neconservării energiei în acest proces. În 1931 *Pauli* emite ideea că, pe lângă radiațiile beta, din nucleu mai este emis un *neutron mic* care preia diferența de energie E_{max}-E_β. Fermi numește această particulă *neutrino* și explică dezintegrarea β prin transformarea unui proton în neutron, respectiv a unui neutron în proton conform reacțiilor:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e \quad \text{(dezintegrare beta minus)}$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad \text{(dezintegrare beta plus)}$$

$$e^- + p \rightarrow n + \tilde{\nu}_e \quad \text{(captură electronică)}$$

Existența neutrinului a fost confirmată experimental abia în 1953 de către *Cowan* și *Reines*.

Câteva exemple de dezintegrare beta sunt menționate în tabelul 8.4.

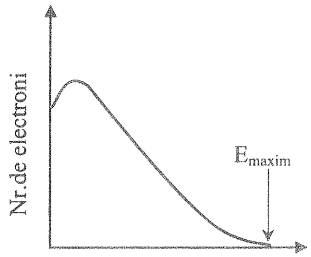


Fig. 8.11

Dacă nuclidul final rezultă într-o stare excitată, atunci energia de reacție corespunzătoare Q_{ex} este mai mică decât energia de reacție corespunzătoare formării nuclidului fiică în starea fundamentală cu o cantitate egală cu energia de excitare E_{ex}:

$$Q_{ex} = Q_{fundamental} - E_{ex}.$$

În unele cazuri, stările excitate sunt instabile în raport cu emisia unuia sau mai multor nucleoni. Emisia are loc într-un timp scurt, caracteristic dezintegrării beta. Un exemplu tipic îl constituie dezintegrarea beta a ^{17}N unde s-au identificat trei grupuri de neutroni având energiile 383 KeV, 1171 KeV și 1700 KeV. O parte din energia emisă la dezintegrare este preluată de nucleul de recul.

Tabelul 8. 4

Dezintegrarea	Tipul	Q(MeV)	$T_{1/2}$
$^{23}Ne \rightarrow {}^{23}Na + e^- + \tilde{\upsilon}$	β^-	4,38	38 s
$^{99}Te \rightarrow {}^{99}Rn + e^- + \tilde{\upsilon}$	β^-	0,29	$2{,}1.10^5$ ani
$^{25}Al \rightarrow {}^{25}Mg + e^+ + \upsilon$	β^+	3,26	7,2 s
$^{134}I \rightarrow {}^{134}Te + e^+ + \upsilon$	β^+	2,14	4,2 zile
$^{15}O + e^- \rightarrow {}^{15}N + \upsilon$	CE	2,75	1,22 s
$^{41}Ca + e^- \rightarrow {}^{41}K + \upsilon$	CE	0,43	$1{,}0.10^5$ ani

8.3.3. Elemente de teoria dezintegrării beta

Teoria dezintegrării beta, elaborată de *Fermi* începând din 1933, presupune că transformarea unui proton în neutron și respectiv a unui neutron în proton, în procesul dezintegrării β, are loc ca urmare a unei interacțiuni slabe (în comparație cu interacțiunea nucleară caracteristică stărilor nucleare cvasistaționare) prin intermediul unui *câmp slab electrono-neutrinic*. Fiind o interacțiune slabă, ea se poate considera ca o perturbație la interacțiunea nucleară tare și, ca urmare, hamiltonianul de interacțiune se scrie:

$$H = H_0 + H',$$

H_0 fiind hamiltonianul corespunzător interacțiunii nucleare tari iar H' hamiltonianul corespunzător interacțiunii slabe. Probabilitatea de tranziție din starea inițială i în starea finală f este dată de relația:

$$P_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar}\left|H'_{fi}\right|^2 \rho(E) \qquad (8.44)$$

numită *regula de aur Nr.2 a lui Fermi*, unde:

$$H'_{fi} = \int \Psi_f^* H' \Psi_i dV \qquad (8.45)$$

Ψ_f este funcția de undă ce descrie starea finală a sistemului iar Ψ_i este funcția de undă ce descrie starea inițială a acestuia.

În starea finală sunt trei particule, Ψ_f a fost scrisă ca produsul a trei funcții de undă corespunzătoare fiecărei particule:

$$\Psi_f = u_f u_e u_\nu$$

unde u_f este funcția de undă a nucleonului din starea finală iar celelalte două funcții corespund electronului și neutrinului. Ψ_i este funcția de undă a stării inițiale și se scrie $\Psi_i = u_i$.

$$\rho(E) = \frac{dn_f}{dE} \qquad (8.46)$$

reprezintă densitatea stărilor finale (numărului de stări pe unitate de energie) în domeniul energetic cuprins între E și $E + dE$. În acest proces, energia preluată de nucleul de recul este mică, în comparație cu cea luată de electron și neutrino și, ca urmare, poate fi neglijată. Astfel, se poate scrie energia de dezintegrare sub forma:

$$E = E_e + E_\upsilon. \qquad (8.47)$$

Presupunând electronul localizat într-un volum V și având un impuls cuprins în intervalul p și $p + dp$, în spațiul fazic, volumul în care se poate găsi electronul va fi $V(4\pi p^2\, dp)$. Știind că o celulă din spațiul fazelor ocupă volumul h^3, numărul de stări în spațiul fazelor este:

$$dn_e = \frac{V\left(4\pi p_e^2 d\,p_e\right)}{h^3}. \qquad (8.48)$$

Aceasta reprezintă probabilitatea de a găsi un electron într-un volum spațial $V = dx\,dy\,dz$ și având un impuls cuprind între p și $p + dp$. Asemănător, numărul stărilor neutrinice în spațiul fazelor este:

$$dn_\nu = \frac{V\left(4\pi p_\upsilon^2 d\,p_\upsilon\right)}{h^3}. \qquad (8.49)$$

Numărul stărilor accesibile ale electronului și neutrinului în spațiul fazelor este egal cu probabilitatea de a găsi simultan ambii leptoni (e și ν) emiși, deci:

$$dn_f = dn_e dn_\nu \qquad (8.50)$$

și

$$\rho(E) = \frac{16\pi^2 V^2}{h^6} p_e^2 p_\upsilon^2 \frac{d\,p_\upsilon}{dE} d\,p_e. \qquad (8.51)$$

Pentru evaluarea elementului de matrice H'_{fi}, trebuie să se cunoască interacțiunea dintre nucleonul final și câmpul electrono-neutrinic. Aceasta nefiind cunoscută, inițial *Fermi* scrie:

$$H_{fi} = g \int u_f^* u_e^* u_\upsilon^* O_x u_i dV \qquad (8.52)$$

(integrarea făcându-se pe volumul nucleului). g este o nouă constantă universală - *constanta lui Fermi pentru dezintegrarea β* - ce determină tăria interacțiunii. Ea are dimensiunile *energie · volum* și este de ordinul 10^{-62} j.m^3.

Fermi a considerat toate formele posibile ale operatorului O_x corespunzător potențialului de interacțiune: vectorială, vectorial-axială, scalară, pseudoscalară și tensorială. Comparând rezultatele teoretice cu cele experimentale (după 20 ani de cercetări) ajunge la concluzia că numai o combinație între forma vectorială și vectorial-axială este corectă.

Neglijând interacțiunea coulombiană, în acest proces, și având în vedere că interacțiunea responsabilă de dezintegrare β este slabă, funcțiile de undă ale electronului și neutrinului se consideră unde plane de forma:

$$u_e = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}_e\vec{r}}; \qquad u_\upsilon = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}_\upsilon\vec{r}} \qquad (8.53)$$

cu

$$\vec{k} = \frac{\vec{p}}{\hbar}; \qquad k^{-1} = \frac{\hbar}{p}$$

Pentru valorile, observate în mod obișnuit, ale impulsurilor particulelor β (pentru radiații beta cu energia de 1 MeV impulsul este $p = 1{,}4$ *MeV/c),* se obține $p/\hbar$, $= 0{,}007\ fm^{-1}$ iar $kr < 0{,}1$, unde r fiind raza nucleului care are

valoarea de aproximativ 10 fm). În aceste condiții se poate dezvolta exponențiala în serie

$$e^{i\vec{k}\vec{r}} \cong 1 + i\vec{k}\vec{r} + \ldots \tag{8.54}$$

reținându-se numai primul termen din dezvoltare. Deci

$$e^{i\vec{k}_e\vec{r}} \cong 1, \qquad e^{i\vec{k}_\upsilon\vec{r}} \cong 1$$

Notând:

$$M_{fi} = \int u_f^* O_x u_i dV, \tag{8.55}$$

rezultă:

$$H'_{fi} = \frac{gM_{fi}}{V}. \tag{8.56}$$

Tranzițiile corespunzătoare acestei aproximații se numesc *tranziții permise*. Tranzițiile pentru care M_{fi} devine zero, dacă se ia numai primul termen din dezvoltare se numesc *tranziții interzise*. În tranziția permisă, se consideră că electronul și neutrinul sunt creați la r = 0 și au un moment cinetic orbital egal cu zero. Înlocuind (8.56) și (8.51) în (8.44), se obține pentru probabilitatea de tranziție expresia:

$$P_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar}\frac{g^2}{V^2}\left|M_{fi}\right|^2 \frac{16\pi^2 V^2}{h^6} p_e^2 p_\upsilon^2 \frac{dp_e dp_\upsilon}{dE}. \tag{8.57}$$

Utilizând expresiile relativiste pentru energie, se poate scrie:

$$p_e^2 = \frac{E_e^2 - m_e^2 c^4}{c^2} \quad \text{de unde} \quad p_e dp_e = \frac{E_e dEe}{c^2} \tag{8.58}$$

$$p_\upsilon^2 = \frac{E_\upsilon^2 - m_\upsilon^2 c^4}{c^2} \quad \text{de unde} \quad p_\upsilon dp_\upsilon = \frac{E_\upsilon dE_\upsilon}{c^2} \tag{8.59}$$

și având în vedere că $E_e = E - E_\upsilon$ iar $dE_e = d\,E_\upsilon = dE$, expresia probabilității de tranziție devine:

$$P_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar}\cdot\frac{g^2}{V^2}\left|M_{fi}\right|^2 \frac{16\pi^2 V^2}{h^6 c^6}\left(m_e c^2\right)^5 \left[\varepsilon^2 - 1\right]^{1/2} \cdot \left[\left(\varepsilon_0 - \varepsilon\right)^2 - \left(\frac{m_\upsilon}{m_e}\right)^2\right]^{1/2} \left[\varepsilon_0 - \varepsilon\right]\cdot \varepsilon d\varepsilon \tag{8.60}$$

unde am utilizat notațiile:

$$\varepsilon_0 = \frac{E}{m_e c^2} = \frac{E_{\max}}{m_e c^2}; \qquad \varepsilon = \frac{E}{m_e c^2} \tag{8.61}$$

Notând cu C^2 produsul tuturor coeficienților ce nu conțin energia,

$$C^2 = \frac{g^2\left|M_{fi}\right|^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3\hbar^7},$$

se poate scrie:

$$P_{fi} = C^2\left[\varepsilon^2 - 1\right]^{1/2}\cdot\left[\left(\varepsilon_0 - \varepsilon\right)^2 - \left(\frac{m_\upsilon}{m_e}\right)^2\right]^{1/2}\cdot\left[\varepsilon_0 - \varepsilon\right]\cdot\varepsilon d\varepsilon \tag{8.62}$$

iar, în condițiile când se consideră masa de repaus a neutrinului egală cu zero ($m_\nu = 0$) expresia probabilității devine:

$$P_{fi} = C^2\left(\varepsilon^2 - 1\right)^{1/2}\left(\varepsilon_0 - \varepsilon\right)^2\varepsilon\cdot d\varepsilon. \tag{8.63}$$

P_{fi} dă numărul de particule β emise în unitatea de timp, având energia cuprinsă în intervalul E_e și $E_e + dE_e$. Ea devine zero pentru $E_e = 0$ și pentru $E_e = E_{max}$. P_{fi} este egală cu funcția de probabilitate $N(E)dE$ ce determină distribuția energetică. Deci, forma spectrului energetic al radiațiilor β se poate exprima prin:

$$P_{fi} = N(E)dE = N(\varepsilon)d\varepsilon. \tag{8.64}$$

8.3.4. Verificarea experimentală a teoriei lui Fermi

Funcția de distribuție (8.64) redă în mod satisfăcător spectrul energetic găsit experimental. Pentru a se putea face comparația între rezultatele teoretice și cele experimentale, este necesar să se ia în considerare influența câmpului coulombian al nucleului asupra electronului sau al pozitronului emis (după ce acesta a părăsit nucleul) și anume: accelerarea pozitronilor și frânarea electronilor. Acest efect se face simțit în domeniul energiilor mici, făcând ca cele două curbe de distribuție să fie diferite (Fig. 8.12) În distribuția teoretică, efectul câmpului coulombiam se ia în considerare înmulțind funcția de distribuție cu un *factor Fermi* $F(Z, E_e)$, Z fiind numărul de ordine al nuclidului fiică. Valorile lui $F(Z, E_e)$ sunt tabelate pentru diferite valori ale lui Z și ale energiei radiației beta

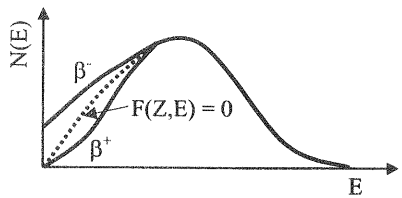


Fig. 8.12

emise. Abaterea de la unitate a lui $F(Z, E_e)$ crește cu creșterea forței coulombiene, deci creșterea lui Z, dar pentru E_e mai mare decât câteva zecimi de MeV acest factor nu depășește valoarea 10 chiar și pentru cele mai mari valori ale lui Z.

Prin urmare, $N(E)$ conține trei factori: un factor statistic (ce se referă la numărul stărilor accesibile ale particulelor emise), factorul Fermi (care exprimă influența câmpului coulombian al nucleului) și al treilea factor care conține elementul de matrice $|M_{fi}|^2$ (ce depinde de starea nucleară inițială și finală, precum și de momentul cinetic al electronului și neutrinului, în cazul tranzițiilor interzise). Tranziții interzise sunt acelea pentru care M_{fi} devone egal cu zero când se ia numai primul termen din dezvoltarea funcțiilor de undă ale electronului și neutrinului. Când M_{fi} devine diferit de zero, pentru al doilea termen din dezvoltarea (8.54) tranziția se numește prima interzisă. Când pentru primii doi termeni din dezvoltare M_{fi} este zero și devine diferit de zero pentru al treilea tranziția se numește a doua interzisă, ș.a.m.d. De fapt, astfel de tranziții nu sunt complet interzise dar sunt mai puțin probabile decât tranzițiile permise și, ca urmare, se caracterizează prin timp de înjumătățire mai lung. Gradul de interzicere depinde de câți termeni trebuie să luăm din dezvoltarea undei plane pentru a găsi un element de matrice M_{fi} ce nu se anulează. Compararea cu experimentul se face utilizând o reprezentare liniară a datelor numită *reprezentare Kurie* sau *reprezentare Fermi* sau *reprezentare Fermi-Kurie*. Aceasta se obține împărțind funcția de distribuție $N(\varepsilon)$ (8.62) cu $\varepsilon(\varepsilon^2-1)^{1/2}\cdot F(Z, E_e)$ și extrăgând rădăcina pătrată:

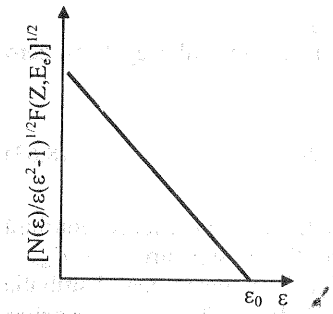


Fig. 8.13

$$\left[\frac{N(\varepsilon)}{\varepsilon(\varepsilon^2-1)^{1/2}F(Z,E_e)}\right]^{1/2} = C(\varepsilon_0-\varepsilon). \qquad (8.65)$$

Reprezentând grafic această expresie în funcție de ε, se obține o dreaptă ce intersectează abscisa la $\varepsilon = \varepsilon_0$ (Fig. 8.13). Acest tip de reprezentare permite determinarea precisă a energei maxime ε_0 a spectrului β iar panta dreptei poate furniza informații asupra lui M_{fi} (cuprins în C).

Probabilitatea totală de dezintegrare în unitatea de timp se obține prin integrarea funcției de distribuție (8.64) între limitele 1 și ε_0:

$$\lambda = \int_1^{\varepsilon_0} N(\varepsilon)d\varepsilon .$$

Luând în considerare factorul Fermi, expresia constantei de dezintegrare devine:

$$\lambda = \frac{g^2|M_{fi}|^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3\hbar^7}\cdot\int_1^{\varepsilon_0} F(Z,\varepsilon)(\varepsilon^2-1)^{1/2}(\varepsilon_0-\varepsilon)^2\varepsilon d\varepsilon . \qquad (8.66)$$

Integrala din expresia lui λ poartă numele de *integrală Fermi* iar valorile ei sunt tabelate pentru diferite valori ale lui Z și ε_0. Ea este notată în literatura de specialitate cu *f*. Având în vedere legătura dintre constanta de dezintegrare și timpul de înjumătățire, se obține:

$$fT_{1/2} = 0{,}693\frac{2\pi^3\hbar^7}{g^2 m_e^5 c^4 |M_{fi}|^2}. \qquad (8.67)$$

Produsul $fT_{1/2}$ se numește *timp de înjumătățire comparativ* sau *valoarea* $fT_{1/2}$. Elementul de matrice M_{fi} și, ca urmare, funcțiile de undă ale stărilor nucleare inițială și finală determină valorile lui $fT_{1/2}$. Deoarece timpii de înjumătățire corespunzători nuclizilor beta activi au valori cuprinse între 10^{-3} și 10^{16} ani, valorile lui $fT_{1/2}$ variază între aproximativ 10^3 și 10^{20} s. Din acest motiv, se utilizează logaritmul zecimal al valorii $fT_{1/2}$ (cu $T_{1/2}$ în secunde). Trazițiile corespunzătoare celor mai mici valori ale lui $fT_{1/2}$ ($\log fT_{1/2} \cong$ 3-4) se numesc tranziții *superpermise*. În general aceste tranziții se fac între stări $0^+ \rightarrow 0^+$. În aceste condiții $M_{fi} = \sqrt{2}$. Valoarea lui $fT_{1/2}$ pentru astfel de tranziții poate fi considerată, în limita erorilor experimentale, constantă. Ca urmare, din (8.67) se poate calcula constanta interacțiunii beta. Valoarea obținută este

$$g = 0{,}88\cdot 10^{-4}\ MeV.fm^3 .$$

8.3.5. Reguli de selecție în dezintegrarea beta

Tranzițiile β permise (adică acele tranziții pentru care perechea electron-neutrin părăsește nucleul cu moment cinetic orbital zero, ceea ce face ca bariera centrifugală să fie zero), se împart în *tranziții Fermi* și *tranziții Gamow-Teller*.

Electronul și neutrinul având spinul ½, spinul total al sistemului format din aceste două particule poate fi $S = 1$ (când cei doi spini sunt paraleli) sau $S = 0$ (când cei doi spini sunt antiparaleli). Pentru tranzițiile permise, momentul cinetic orbital fiind zero, momentul cinetic total al acestui sistem este dat de

valoarea spinului: J = S. Tranzițiile în care $S = 0$ nu modifică spinii nucleari, $\Delta I = |I_i - I_f| = 0$ și se numesc *tranziții Fermi*. Tranzițiile în care $S = 1$ modifică spinul nuclear cu o unitate $\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{1}$, ca urmare $\Delta I = 0, \pm 1$ (exceptând tranziția $I_i = 0 \rightarrow I_f = 0$). Aceste *tranziții* se numesc *Gamow-Teller*. Electronul și neutrinul având momentul cinetic orbital zero, paritatea stării nucleare inițiale este aceași cu a stării nucleare finale. Deci, regulile de selecție pentru cele două tipuri de tranziții sunt:

Tranziții Fermi $\Delta I = 0$; $\Delta\pi$ (schimbarea parității) "nu" (8.67)

Tranziții Gamow-Teller $\Delta I = \pm 1$ sau $0, (0 \rightarrow 0$ interzis); $\Delta\pi$ - "nu" (8.69)

"nu" înseamnă că paritatea nucleului nu se schimbă în tranziția β.

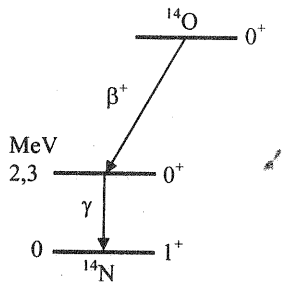


Fig. 8.14

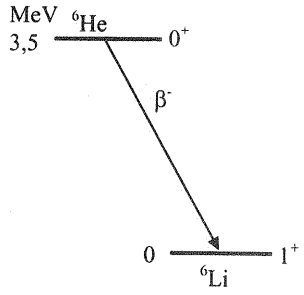


Fig. 8.15

Ca exemplu de tranziție Fermi pură menționăm dezintegrarea izotopului ^{14}O în ^{14}N aflat în prima stare excitată (Fig. 8.14) și dezintegrarea ^{34}Cl în ^{34}S.

$$^{14}O \rightarrow {}^{14}N^* + \beta^+ + \nu_e$$
$$^{34}Cl \rightarrow {}^{34}S + \beta^+ + \nu_e$$

În ambele cazuri tranzițiile au loc între stări 0^+.

Ca exemplu de tranziție Gamow-Teller menționăm:

$^6He \rightarrow {}^6Li + \beta^- + \tilde{\nu}_e$ este o tranziție $0^+ \rightarrow 1^+$ (Fig. 8.15)

$^{13}B \rightarrow {}^{13}C + \beta^- + \tilde{\nu}_e$ este o tranziție $\frac{3^-}{2} \rightarrow \frac{1^-}{2}$

Tranzițiile interzise cele mai frecvente sunt acelea în care paritatea stării nucleare finale este diferită de cea a stării nucleare inițiale. În acest caz, electronul și neutrino sunt emiși cu moment cinetic diferit de zero. La energia

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI FIZICĂ

E_{max} de 11 MeV, cel mai probabil este $l = 1$. În cazul tranziției Fermi ($S = 0$) se obține regula de selecție pentru prima tranziție interzisă

$\Delta I = 0$ sau $1 (0 \rightarrow 0)$ $\Delta\pi$ - da

În cazul tranziției Gamow-Teller ($S = 1$) se obține regula de selecție

$\Delta I = 0, 1, 2$; $\Delta\pi$ - da

Exemple de astfel de tranziții sunt:

$$^{17}N \rightarrow {}^{17}O \left(\frac{1^-}{2} \rightarrow \frac{5^+}{2} \right); \qquad ^{76}Br \rightarrow {}^{76}Se \left(1^- \rightarrow 0^+ \right)$$

8.3.6. Neutrinul

După cum am menționat, existența neutrinului a fost confirmată experimental abia în 1953 prin experimentul lui Cowan și Reines ce au utilizat fascicule intense de antineutrini apăruți în reactoarele de fisiune prin dezintegrarea β a produșilor (fragmentelor) de fisiune pentru a produce reacția:

$$\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+$$

Produșii de reacție au fost puși în evidență detectând radiațiile gama ce apar în reacții de tip (n,γ) și respectiv anihilare electron-pozitron:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma.$$

Studiul dezintegrării pionilor și a miuonilor a condus la ideea că, și în aceste dezintegrări, apar neutrini:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \qquad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu.$$

S-a pus problema dacă neutrinii ce însoțesc miuonii (care au aceleași proprietăți cu electronii exceptând masa mai mare) sunt identici cu cei ce însoțesc electronii. Experimente foarte laborioase, efectuate la CERN 1964, 1968 și Brookhaven 1962, au demonstrat că $\nu_\mu \neq \nu_e$. Ideea de bază a experimentelor a fost de a verifica dacă neutrinii rezultați din dezintegrarea pionilor pot produce următoarele reacții:

$$\nu_\mu + n \rightarrow p + e^- \qquad \nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$$
$$\tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow n + e^+ \qquad \tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$$

Dacă se produc toate aceste patru racții, înseamnă că cei doi neutrini (cel electronic, ν_e, și cel miuonic, ν_μ) sunt identici, adică sunt una și aceeași particulă. (În fiecare experiment s-a utilizat un număr mare de camere cu scânteie cu plăci paralele, 10 a câte 1 tonă la Brookhaven și 81 cu plăci Al și 66 cu plăci din alamă la CERN). Experimental, s-au obținut numai reacțiile din dreapta, demonstrând astfel că cei doi neutrini sunt diferiți. Pentru acest rezultat

în 1988 au primit premiul nobel : J.Steinberger - CERN; Mel Schwartz - Brookhaven; Leon Lederman - Fermi Laboratory.
Ulterior s-a găsit experimental încă un neutrino numit neutrino taonic: ν_τ.

Neutrinii fac parte din categoria particulelor uşoare numite leptoni. În prezent se cunosc 6 leptoni, cu antileptonii corespunzători, împărţiţi în trei generaţii, fiecare generaţie fiind caracterizată de un anumit număr cuantic leptonic. Din prima generaţie fac parte electronul şi neutrino electronic, caracterizaţi de numărul cuantic leptonic electronic $l_e = 1$ care se conservă în toate interacţiunile la care participă aceşti leptoni. Din a doua generaţie fac parte miuonul şi neutrino miuonic, caracterizaţi de numărul cuantic leptonic miuonic $l_\mu = 1$ care de asemenea se conservă. Din a treia generaţie fac parte taonul şi neutrino taonic, caracterizaţi de numărul cuantic leptonic taonic $l_\tau = 1$ ce se conservă în toate reacţiile.
La trecerea de la lepton la antileptonul corespunzător numărului cuantic leptonic îşi schimbă semnul.

Problema masei de repaus a neutrinilor este de actualitate şi are o importanţă ştiinţifică deosebită. Mai întâi, teoria actuală a particulelor elementare - Modelul Standard - presupune masa neutrinilor zero. Cosmologii consideră că o mare parte a masei Universului este în prezent neidentificată şi ar putea fi conţinută în neutrini a căror masă ar trebui să fie $\sum m_i \approx 20$ eV (i $\rightarrow$e, μ, τ). Limitele maselor neutrinice stabilite în prezent în laboratoare sunt:

$$m_{\nu_e} \leq 9eV; \quad m_{\nu_\mu} \leq 500eV; \quad m_{\nu_\tau} \leq 31MeV$$

8.3.7. Dezintegrarea beta dublă

Există cazuri când, atât din punct de vedere energetic, cât şi al regulilor de selecţie să fie mai avantajoasă emisia de două radiaţii beta. Ca exemple, vom menţiona tranziţia:

$$^{48}Ca \rightarrow {}^{48}Ti + 2e^- + 2\tilde{\nu}$$

Emisia unei singure radiaţii β

$$^{48}Ca \rightarrow {}^{48}Sc + e^- + \tilde{\nu},$$

deşi energetic posibilă ($Q > 0$), ar corespunde unei tranziţii a patra sau a şasea interzisă şi, ca urmare, ar avea o probabilitate foarte mică ($T_{1/2} \approx 10^{25}$s). Dezintegrarea beta dublă corespunde unei tranziţii , $0^+ \rightarrow 0^+$ deci permisă. Un alt exemplu de dezintegrare beta dublă este:

$$^{128}Te \rightarrow {}^{128}Xe + 2e^- + 2\tilde{\nu}.$$

Dezintegrarea beta simplă ar corespunde unui proces endoenergetic, deci imposibil de a avea loc în mod spontan.

În general, timpii de înjumătăţire corespunzători dezintegrării beta duble sunt foarte lungi. De exemplu:

$^{128}Te \rightarrow {}^{128}Xe$ $(3,5 \pm 1,0)\cdot 10^{24}$ ani;
$^{130}Te \rightarrow {}^{130}Xe$ $(2,2 \pm 0,6)\cdot 10^{21}$ ani;
$^{82}Se \rightarrow {}^{82}Kr$ $(1,7 \pm 0,3)\cdot 10^{20}$ ani.

Acest fapt face dificilă observarea unor astfel de procese. Studiul lor ar putea aduce dovezi în favoarea faptului că neutrinul este diferit de antineutrionul, corespunzător. Dacă aceste două particule ar fi identice, atunci este posibil ca neutrinul emis în una din dezintegrări să fie absorbit de un nucleon ce emite un electron. În felul acesta din nucleu sunt emişi doi electroni şi nici un neutrin.

8.3.8. Neconservarea parităţii în dezintegrarea beta

Studiul proprietăţilor mezonilor K a pus în evidenţă două moduri diferite de dezintegrare

$$K \rightarrow \pi + \pi; \qquad K \rightarrow \pi + \pi + \pi$$

Cum paritatea intrinsecă a pionilor este negativă, produsul parităţilor dă în primul caz paritatea Kaonului pozitivă iar în al doilea caz negativă. Kaonul ce se dezintgrează în doi pioni a fost botezat θ iar cel ce se dezintegrează în trei pioni a fost botezat τ. A apărut astfel problema: fie cele două particule K sunt diferite - deşi toate celelalte proprietăţi erau identice - fie în procesul de dezintegrare, ce are loc ca urmare a unei interacţiuni slabe, paritatea nu se conservă. Această problemă a primit în literatura de specialitate denumirea de *enigma* θ - τ. T.D.Lee şi C.N.Yang sugerează verificarea celei de a doua ipoteze printr-un experiment în care să se studieze conservarea sau neconservarea parităţii în dezintegrarea β care este un proces de interacţiune slabă. C. S. Wu şi colaboratorii proiectează (în 1957) un experiment în care îşi propun să măsoare valoarea medie a pseudoscalarului $(\vec{v} \cdot \vec{I})$ sau $(\vec{p} \cdot \vec{I})$ în dezintegrarea β a ^{60}Co. $\vec{I}$ reprezintă spinul nucleului ^{60}Co iar $\vec{v}$, respectiv $\vec{p}$ viteza şi impulsul electronului emis.

$$^{60}_{27}Co \longrightarrow {}^{60}_{28}Ni + e^- + \tilde{\nu}_e.$$

Nucleele de Co au fost polarizate paramagnetic şi menţinute la temperatură scăzută (0,01 K) într-un criostat, pentru a nu se dezorienta ca urmare a agitaţiei termice. Controlul stării de polarizare se face cu ajutorul a doi contori ce înregistrează radiaţiile gama emise perpendicular (D_1) şi respectiv paralel (D_2) cu direcţia de polarizare, ştiind că probabilitatea maximă de emisie a cuantelor gama este pe direcţie perpendiculară pe direcţia spinului nuclear. Cu un contor cu scintilaţie (D_β), s-a măsurat viteza de numărare a radiaţiilor β emise, pe

direcția de polarizare, în sensul spinului nuclear și în sens contrar prin inversarea câmpului magnetic de polarizare (Fig. 8.16). S-a reprezentat grafic raportul dintre viteza de numărare a radiațiilor beta în prezența polarizării (la

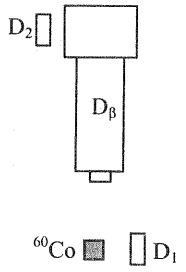


Fig.8.16

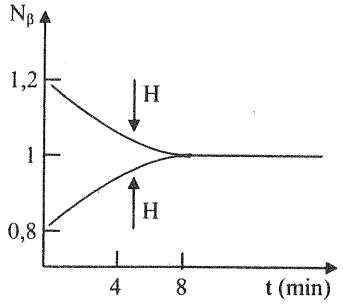


Fig. 8. 17

rece) și în lipsa polarizării (la cald), pentru cele două sensuri de polarizare. S-au obținut rezultatele din Fig.8.17 de unde s-a dedus o funcție de distribuție a radiațiilor beta de forma:

$$f(\theta) = A(1 - B\cos\theta).$$

Această distribuție neizotropă a confirmat ipoteza neconservării parității în dezintegrarea beta, impulsul electronilor fiind orientat preponderent în sens opus spinului nuclear, ceea ce face ca valoarea medie (în spațiu) a pseudoscalarului $(\vec{p}_e \cdot \vec{I})$ să nu fie zero cum ar cere conservarea parității. Modul de variație a lui N_β urmărește modul de scădere a polarizării nucleelor din sursă, monitorizată cu cei doi contori gama. Experimentul Wu a fost repetat pentru nuclee β^+ active arătând că pozitronii sunt emiși în mod preponderent în sensul spinului nuclear, confirmând de asemenea neconservarea parității în dezintegrarea beta. Ca urmare, Lee și Yang au primit premiul Nobel pentru fizică în anul 1957. Alte experimente au confirmat acest rezultat și în alte interacțiuni slabe.

Explicarea acestor rezultate a condus la concluzii interesante și anume:

1. Din conservarea momentului cinetic în procesul de dezintegrare beta a ^{60}Co rezultă:

$$\vec{I}_{Co} = \vec{I}_{Ni} + \vec{s}_e + \vec{s}_{\tilde{\nu}}$$
$$5 = 4 + 1/2 + 1/2$$

Deci spinii tuturor celor patru particule sunt paraleli.

Experimental, s-a găsit că impulsul electronului este antiparalel cu spinul nucleului de ^{60}Co : $\vec{p}_e \uparrow\downarrow \vec{I}_{Co}$; deci spinul electronului este antiparalel cu impulsul lui ($\vec{p}_e \uparrow\downarrow \vec{s}_e$).

2. Din conservarea impulsului în acest proces rezultă:

$$\vec{p}_{Co} = \vec{p}_{Ni} + \vec{p}_e + \vec{p}_{\tilde{\nu}} \qquad \text{deci} \qquad \vec{p}_e = -\vec{p}_{\tilde{\nu}}$$
$$0 = 0 + \vec{p}_e + \vec{p}_{\tilde{\nu}}$$

$$\vec{p}_{\tilde{\nu}} \uparrow\downarrow \vec{I}_{Co} \uparrow\downarrow \vec{s}_{\tilde{\nu}}.$$

Rezultă astfel că impulsul antineutrinului este paralel cu spinul electronului, deci și cu spinul nucleelor și spinul antineutrinului:

$$\vec{p}_{\tilde{\nu}} \uparrow\uparrow \vec{s}_{\tilde{\nu}}.$$

Orientarea vectorilor implicați în proces ar fi următoarea:

$$\vec{p}_{\tilde{\nu}} \uparrow\uparrow \vec{s}_{\tilde{\nu}} \uparrow\uparrow \vec{I}_{Co} \uparrow\uparrow \vec{s}_e \uparrow\downarrow \vec{p}_e$$

Rezultatele acestui experiment și ale multor altora, efectuate pentru confirmarea neconservării parității în interacțiunile slabe au pus în evidență faptul că antineutrinul este emis totdeauna în direcția spinului lui

$$\vec{p}_{\tilde{\nu}} \uparrow\uparrow \vec{s}_{\tilde{\nu}}$$

pe când neutrinul este emis totdeauna în sens contrar spinului lui

$$\vec{p}_{\nu} \uparrow\downarrow \vec{s}_{\nu}.$$

Orientarea spinului neutrinului și respectiv al antineutrinului în raport cu direcția impulsului se exprimă cu ajutorul noțiunii de *elicitate* definită ca:

$$H = \frac{\vec{p}.\vec{s}}{|\vec{p}|\cdot|\vec{s}|} = \frac{\vec{p}.\vec{\sigma}}{|\vec{p}|\cdot|\vec{\sigma}|}; \qquad \vec{s} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$$

H vine de la "helicity" = elicitate. Elicitatea este o proprietate intrinsecă a neutrinului, respectiv antineutrinului. Ca urmare,

$$H_{\tilde{\nu}} = +1 \qquad H_{\nu} = -1.$$

Descoperindu-se această proprietate a neutrinilor, s-a explicat neconservarea parității în dezintegrarea β prin aceea că produsul $\vec{p}_\nu \vec{s}_\nu$ și $\vec{p}_{\tilde{\nu}} \vec{s}_{\tilde{\nu}}$ reprezintă un pseudoscalar și ca urmare își schimbă semnul la oglindirea spațială și la trecerea de la particulă la antiparticula corespunzătoare.

Rezultatele celor două experimente efectuate de Wu și colaboratorii ar putea fi sintetizate ca în Fig.8.18. Imaginea din stânga reprezintă dezintegrarea

β^- iar cea din dreapta corespunde unei dezintegrari β^+ dacă, odată cu oglindirea spațială, se efectuează și conjugarea de sarcină.

Dacă procesul oglindit spațial corespunde unui proces fizic real, rezultă că paritatea se conservă în dezintegrarea β în condițiile când odată cu oglindirea spațială se face și conjugarea de sarcină, adică se trece de la particulă la

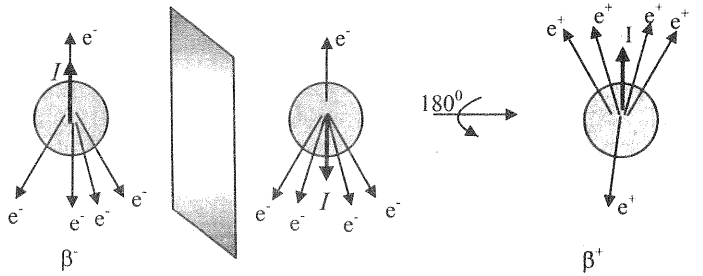


Fig. 8.18

antiparticula corespunzătoare. Aceasta înseamnă că în dezintegrarea beta se conservă paritatea combinată PC (P = operatorul oglindirii spațiale, iar C = operatorul conjugării de sarcină). O serie de experimente ulterioare au pus în evidență neconservarea parității combinate PC.

În 1954 (deci înainte de descoperirea neconservării parității în interacțiuni slabe) Lüders iar în 1956 Pauli (în mod independent) formulează teorema CPT conform căreia orice teorie invariantă relativist trebuie să fie invariantă la transformarea CPT chiar dacă nu este invariantă la perechi de transformări PC, CT, PT. T este operatorul inversiunii temporale ce corespunde trecerii de la un proces de emisie la unul de absorbție.

8.4 Emisia gama

Radiațiile gama sunt emise de multe nuclee alfa și beta active din seriile radioactive. Ele sunt fotoni ce preiau energia emisă de nuclee la trecerea acestora din stări excitate în stări energetice mai joase. Emisia gama însoțește dezintegrările beta și alfa în cazul când regulile de selecție împiedică tranziția în starea fundamentală a nuclidului fiică (sau probabilitatea unei astfel de tranziții este mult mai mică).

Astfel de exemple sunt ilustrate în Fig. 8.19 ($^{88}Rb \rightarrow {}^{88}Sr + \beta^- + \nu$) și în Fig.8.20 ($^{228}Th \rightarrow {}^{224}Ra + \alpha$). Radiațiile gama sunt de asemenea emise din

nucleu în urma absorbției unui neutron de energie mică (absorbție radiativă). În acest caz energia de excitare a nucleului, de aproximativ 7-8 MeV, se emite sub

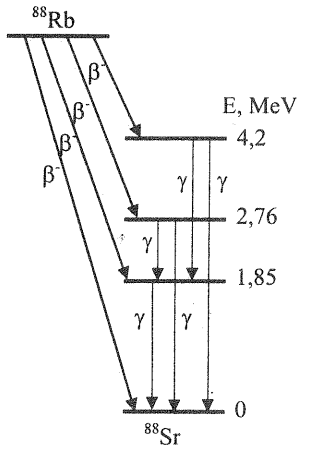


Fig. 8.19

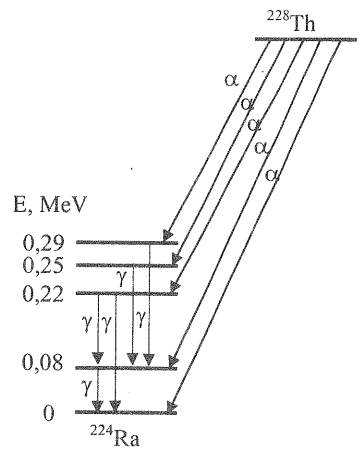


Fig. 8.20

forma unui foton gama.

Energia radiațiilor gama se măsoară fie prin difracție pe o rețea cristalină (în mod asemănător cu radiațiile X), fie cu ajutorul detectorilor cu scintilație sau semiconductori special construiți în acest scop.

Spectrul energetic al radiațiilor gama emise la tranzițiile din stările excitate ale nucleului este utilizat pentru determinarea energiei acestor stări la fel cum spectrul fotonilor emiși de un atom este utilizat pentru determinarea energiilor stărilor atomice.

Energia fotonului gama emis de nucleu poate fi transferată unui electron de pe păturile interioare ale atomului care este astfel expulzat din atom. Deci tranziția nucleară dintr-o stare excitată în una mai puțin excitată în loc să fie însoțită de apariția unui foton gama, este însoțită de apariția unui electron cu energia

$$E_e = E_\gamma - E_{leg}$$

E_{leg} - fiind energia de legătură a electronului respectiv în nucleu. Locul lăsat liber de acest electron este ocupat de elctroni de pe păturile energetice superioare ale atomului, emițându-se radiația X caracteristică. Acest fenomen de transfer a enegiei din dezintegrarea gama unui electron atomic se numește

conversie internă. De asemenea, este posibil ca energia radiației X să fie transferată unui electron de pe păturile superioare ale atomului care să fie astfel expulzat din atom. Acest fenomen a fost descoperit de Auger și electronii astfel expulzați poartă numele de *electroni Auger*. Electronii de conversie internă și electronii Auger au energii bine determinate ce apar sub formă de linii ce se suprapun peste spectrul continuu al radiației beta emise de nucleu (Fig 8.21).

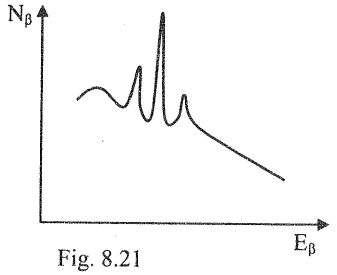


Fig. 8.21

Studiul radiațiilor gama și al electronilor de conversie internă emiși de nuclee la tranziția de pe nivelurile excitate pe niveluri mai puțin exciate sau niveluri fundamentale (stabile) este o sursă de cunoștințe referitoare la nivelurile nucleare de energie joasă. Aceste niveluri sunt caracterizate de energie, moment cinetic (spin) și paritate. Energiile radiațiilor gama sau ale electronilor de conversie determină energiile de tranziție care dau la rândul lor diferența de energie dintre niveluri. Informații referitoare la momentele cinetice și parităţile nivelurilor se pot obține prin corelarea rezultatelor experimentale cu relațiile teoretice dintre probabilitatea de dezintegrare și energia radiațiilor gama.

O teorie completă a dezintegrării gama necesită utilizarea teoriei cuantice a radiației împreună cu o descriere detaliată a stărilor cuantice ale nucleului ceea ce ar presupune cunoașterea forțelor nucleare. Teoria cuantică a radiației (dezvoltată de *Heitler*) consideră modurile de radiație cuantificate și le prezintă sub forma unor armonici sferice $Y_{L,M}(\theta,\varphi)$ de rang $L = 0,1,2,\ldots$. Odinul de multipol al radiației emise este exprimat prin L, adică radiația de rang L are multipolaritatea 2^L. Această separare a radiației în diferiți multipoli corespunde sortării fotonilor gama în funcție de cantitatea de moment cinetic preluată de fiecare dintre aceștia. Deci, pentru o anumită energie a radiațiilor gama, fotonii emiși pot avea diferite momente cinetice. Probabilitatea de dezintegrare este suma probabilităților parțiale de emisie a acestor diferite tipuri de fotoni. Probabilitățile parțiale depind puternic de momentul cinetic preluat de fotoni. Valoarea $L = 0$ este exclusă și, ca urmare, fotonii vor avea numai valori întregi ale momentului cinetic (deci ale lui L). Pentru fiecare valoare a lui L, există două clase de radiații numite *radiații de multipol electric și radiații de multipol magnetic* care diferă între ele prin paritate. Multipolul electric are paritatea $(-1)^L$ iar multipolul magnetic are paritatea $-(-1)^L$, unde (+1) înseamnă paritate pară iar (–1) înseamnă paritate impară. Deci radiația de multipol electric va avea paritate pară pentru L par și impară pentru L impar, iar radiația de multipol magnetic va avea paritate pară pentru L impar și impară pentru L par. Aceste proprietăți sunt sistematizate în tabelul 8.5.

Tabelul 8.5

Tranziția (*EL*, *ML*) Radiația 2^L		L	Paritate	Energia radiațiilor gama		
				10 MeV	1 MeV	0,1 MeV
Dipol electric	E1	1	Impar (-1)	$2\cdot10^{18}s^{-1}$	$2\cdot10^{15}s^{-1}$	$2\cdot10^{12}s^{-1}$
Dipol magnetic	M1	1	Par (+1)	$2\cdot10^{16}s^{-1}$	$2\cdot10^{13}s^{-1}$	$2\cdot10^{10}s^{-1}$
Cuadrupol electric	E2	2	Par (+1)	$1\cdot10^{16}s^{-1}$	$1\cdot10^{11}s^{-1}$	$1\cdot10^{6}s^{-1}$
Cuadrupol magnetic	M2	2	Impar (-1)	$1\cdot10^{14}s^{-1}$	$1\cdot10^{9}s^{-1}$	$1\cdot10^{4}s^{-1}$
Octupol electric	E3	3	Impar (-1)	$1\cdot10^{13}s^{-1}$	$1\cdot10^{6}s^{-1}$	$1\cdot10^{-1}s^{-1}$
Octupol magnetic	M3	3	Par (+1)	$1\cdot10^{11}s^{-1}$	$1\cdot10^{4}s^{-1}$	$1\cdot10^{-3}s^{-1}$
16 - pol electric	E4	4	Par (+1)	$1\cdot10^{10}s^{-1}$	$1\cdot10^{1}s^{-1}$	$1\cdot10^{-8}s^{-1}$
16 – pol magnetic	M4	4	Impar (-1)	$1\cdot10^{8}s^{-1}$	$1\cdot10^{-1}s^{-1}$	$1\cdot10^{-10}s^{-1}$

Calculul teoretic al probabilităților de tranziție este complicat [6, 50]. Pe baza modelului în pături s-a obținut pentru probabilitatea de emisie în unitatea de timp (constanta de dezintegrare) a radiației de multipol electric expresia [33]

$$\lambda_{EL} = 2{,}4S\left(r_0A^{1/3}\right)^{2L}\left[\frac{E(MeV)}{197}\right]^{2L+1}\cdot10^{21}s^{-1} \qquad (8.70$$

iar pentru cea de multipol magnetic probabilitatea de tranziție este

$$\lambda_{ML} = 0{,}55SA^{-2/3}\left(r_0A^{1/3}\right)^{2L}\left[\frac{E(MeV)}{197}\right]^{2L+1}\cdot10^{21}s^{-1}. \qquad (8.71)$$

λ_{EL} și λ_{ML} sunt constantele de dezintegrare pentru emisia radiației de multipol electric și respectiv magnetic de rang L, $r_0A^{1/3}$ este raza nucleului, $E(MeV)$ este energia radiației emise, exprimată în MeV. S este un factor ce depinde de L și este dat de:

$$S = \frac{2(L+1)}{L[1\times3\times5\times\ldots(2L+1)]^2}\left(\frac{3}{L+3}\right)^2$$

Valorile lui S pentru diferite valori ale lui L sunt date în tabelul 8.6.

Tabelul 8.6

L	1	2	3	4
S	$2{,}5\cdot10^{-1}$	$4{,}8\cdot10^{-3}$	$6{,}25\cdot10^{-5}$	$5{,}3\cdot10^{-9}$

Din ecuațiile (8.70) și (8.71) și expresia lui S se vede că probabilitățile de tranziție se micșorează foarte repede cu creșterea lui L și cresc cu creșterea valorii energiei radiației gama (Tabelul 8.6). Se vede de asemenea că, pentru un L dat, radiația de multipol electric este mai probabilă decât cea de multipol magnetic. Raportul probabilităților de tranziție este :

$$\frac{\lambda_{EL}}{\lambda_{ML}} = \frac{1}{10}\left(\frac{R}{\hbar / Mc}\right)^2 = 4{,}4A^{2/3} \qquad (8.72)$$

unde s-a utilizat $\hbar / Mc = 0{,}211 \cdot 10^{-13}\, cm$, $R = 1{,}4 \cdot 10^{-13} A^{1/3} cm$.

Majoritatea probabilităților de tranziție au fost determinate direct măsurând timpul de viață τ al stărilor excitate respective. Constanta de dezintegrare totală este

$$\frac{1}{\tau} = \lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e \qquad (8.73)$$

unde λ_γ este constanta dezintegrării pentru emisie de fotoni gama iar λ_e este constanta de dezintegrare atunci când se produce conversie electronică. *Coeficientul de conversie internă* este $\alpha = \lambda_e / \lambda_\gamma$ și poate fi măsurat sau calculat teoretic independent de calculul lui λ_γ. Astfel constanta de dezintegrare prin emisie γ va fi:

$$\frac{1}{\tau} = \lambda = \lambda_\gamma (1+\alpha) \;\Rightarrow\; \lambda_\gamma = \frac{1}{\tau(1+\alpha)} = \frac{1}{\tau_\gamma} \qquad (8.74)$$

Experimental s-au găsit pentru τ valori până la ordinul anilor. Aceasta indică faptul că nucleele pot sta în unele stări excitate un timp îndelungat, prezentând un fel de tranziții "întârziate" numite *tranziții izomere* iar stările din care provin astfel de radiații se numesc *stări izomere* sau *niveluri izomere*. Datorită acestor tranziții întârziate, există perechi de nuclizi care au același Z și același A, deci sunt în același timp *izotopi și izobari*, dar au proprietăți radioactive diferite. Astfel de nuclizi au fost numți *izomeri nucleari*, iar existența lor se numește *izomerie nucleară*. Această proprietate a unei stări nu este absolută ci numai relativă la stările cu energie mai joasă.

Explicarea izomerismului a fost propusă de *Weizsäcker* în 1936. El a sugerat că un izomer este un atom al cărui nucleu este într-o stare excitată și are un moment cinetic I_i ce diferă prin multe unități de momentul cinetic I_f al orcărui nivel inferior, inclusiv al nivelului fundamental. După cum am văzut, probabilitatea de tranziție se micșorează repede cu creșterea lui $\vec{L} = \left|\vec{I}_i - \vec{I}_f\right|$, ceeace justifică ipoteza lui *Weizsäcker*.

Tranzițiile de pe un nivel excitat pe unul mai puțin excitat sunt guvernate de reguli de selecție pentru momentul cinetic și paritate. Primele se obțin din conservarea mometului cinetic total în procesul de dezintegrare:

$$\vec{I}_i - \vec{I}_f = \vec{L}$$

ceea ce conduce la

$$\left|I_i - I_f\right| \le L \le I_i + I_f$$

Cele referitoare la paritate se obțin din proprietățile de simetrie ale elementelor de matrice corespunzătoare tranzițiilor respective. Acestea conduc la:

1) pentru tranzițiile de multipol electric paritatea este $\pi_E = (-1)^L$. Aceasta înseamnă că paritatea nucleară se schimbă pentru L impar și nu se schimbă pentru L par.

2) pentru tranzițiile de multipol magnetic paritatea este $\pi_M = (-1)^{L+1}$. De aici rezultă că paritatea nucleară se schimbă pentru L par și nu se schimbă pentru L impar.

Astfel radiațiile cu paritate pară vor fi: M1 E2 M3 E4 ...iar cele cu paritate impară: E1 M2 E3 M4 ...

Efectul Mössbauer

Efectul Mössbauer poate fi considerat analogul nuclear al fluorescenței de rezonanță. Atunci când un nucleu emite o cuantă gama există o probabilitate mare ca aceasta să fie absorbită de un nucleu similar (un proces de rezonanță). Până în 1958 s-a considerat că este imposibil de a observa absorbția de rezonanță a cuantelor gama de către nuclee datorită faptului că la plecarea fotonului din nucleu acesta din urmă primește un impuls p egal cu impulsul fotonului . Datorită acestui lucru nucleul primește o energie cinetică $p^2/2M$, unde M este masa nucleului. Ca urmare, energia cp a fotonului nu mai este egală cu energia de tranziție E (adică diferența dintre nivelurile energetice nucleare). Această energie este divizată între foton și nucleul de recul:

$$E = c\,p + p^2 / 2M$$

Energia de recul poate fi scrisă sub forma:

$$\Delta E = p^2 / 2M = E_\gamma^2 / 2Mc^2$$

Absorbția de rezonanță poate avea loc numai dacă energia de recul este mai mică decât lărgimea Γ a liniei repective:

$$\Delta E < \Gamma$$

În aceste condiții, există o suprapunere între linia de emisie și linia de absorbție. La fluorescența de rezonanță optică această condiție este îndeplinită. Pentru radiația nucleară ea nu mai este îndeplinită deoarece ΔE este cu câteva ordine de mărime mai mare decât pentru fotonii optici. De exemplu, energia primului nivel de excitare a ^{57}Fe este 14 MeV iar timpul de viață τ este de ordinul a 10^{-7}s și, ca urmare, lărgimea nivelului este

$$\Gamma = \hbar / \tau = 10^{-8} eV$$

Energia de recul pentru emisia de pe acest nivel este

$$\Delta E \cong 10^{-3} \text{eV}$$

adică cu cinci ordine de mărime mai mare decât lărgimea nivelului. Rezultă că absorbția de rezonanță nu este posibilă în aceste condiții. Acest lucru este confirmat de lipsa completă a absorbției de rezonanță de către nucleele libere. *Mössbauer* a observat că, în cazul cristalelor răcite sub 100K, absorbția de rezonanță crește brusc. Explicația este aceea că la astfel de temperaturi nucleele sunt fixate în rețea și reculul va fi preluat de întrega rețea ceea ce face ca acesta să fie neglijabil și, ca urmare, absorbția și emisia se fac fără recul. În aceste condiții energia fotonului absorbit (cât și a celui emis) vor fi egale cu diferența de energie a stărilor nucleare între care se face tranziția. Se produce astfel absorbția de rezonanță. Acest fenomen a fost numit *efect Mössbauer*. Importanța deosebită a acestui efect este că permite măsurarea energiilor fotonilor gama cu o precizie foarte mare.

Întrebări

1. Scrieți legile de deplasare pentru dezintegrarea alfa .
2. Calculați energia particulei alfa și a nucleului de recul.
3. Ce metode de măsurare a energiei particulelor alfa cunoașteți?
4. Care este principiul de funcționare a unui spectrometru pentru radiații alfa?
5. Cum se explică structura fină a spectrelor alfa?
6. Să se deducă expresia factorului Gamow.
7. Care sunt regulile de selecție la dezintegrarea alfa?
8. Care sunt condițiile de realizare ale celor trei tipuri de dezintegrare beta?
9. Care este forma spectrului energetic al radiațiilor beta și cum se explică aceasta?
10. Care sunt ideile de bază ale teoriei elementare a dezintegrării beta?

11. Cum se verifică experimental teoria elementară a dezintegrării beta?
12. Care sunt regulile de selecție în dezintegrarea beta?
13. Dați exemple de tranziții beta permise.
14. De câte feluri sunt neutrinii?
15. Cum s-a verificat experimental neconservarea parității în dezintegrarea beta?
16. Cum se explică emisia gama de către nuclee?
17. Cine determină probabilitatea de emisie gama?
18. Care sunt regulele de selecție la emisia gama?
19. În ce constă efectul Mössbauer?

ANEXA 8.1

Transparența barierei de potențial se definește astfel:

$$T = \frac{\text{fluxul emergent}}{\text{fluxul incident}} \tag{1}$$

Aceasta se poate scrie ca:

$$T = \frac{\psi_3 \psi_3^*}{\psi_1 \psi_1^*} = \frac{A_3 A_3^*}{A_1 A_1^*} \tag{2}$$

ceea ce înseamnă că se pot exprima amplitudinile undelor transmise și reflectate, A_2, A_3, B_1, B_2 din ecuațiile:

$$A_1 + B_1 = A_2 + B_2 \tag{3}$$

$$ik_1(A_1 - B_1) = k_2(A_2 - B_2) \tag{4}$$

$$A_2 e^{k_2 b} + B_2 e^{-k_2 b} = A_3 e^{ik_1 b} \tag{5}$$

$$k_2\left(A_2 e^{k_2 b} - B_2 e^{-k_2 b}\right) = ik_1 A_3 e^{ik_1 b} \tag{6}$$

în funcție de A_1.

Scriind (4) sub forma:

$$A_1 - B_1 = \frac{k_2}{ik_1}(A_2 - B_2) \tag{7}$$

prin adunare cu (3) se obține:

$$2A_1 = A_2\left(1 + \frac{k_2}{ik_1}\right) + B_2\left(1 - \frac{k_2}{ik_1}\right) \tag{8}$$

iar scăzând (7) din (3) se obține:

$$2B_1 = A_2\left(1 - \frac{k_2}{ik_1}\right) + B_2\left(1 + \frac{k_2}{ik_1}\right) \tag{9}$$

Scriind (6) sub forma:

$$A_2 e^{k_2 b} - B_2 e^{-k_2 b} = \frac{ik_1}{k_2} A_3 e^{ik_1 b} \tag{10}$$

și adunând-o cu (5) se obține:

$$2A_2 e^{k_2 b} = A_3 e^{ik_1 b}\left(1 + \frac{ik_1}{k_2}\right) \tag{11}$$

Scăzând (10) din (5) se obține:

$$2B_2 e^{-k_2 b} = A_3 e^{ik_1 b}\left(1 - \frac{ik_1}{k_2}\right) \tag{12}$$

Din (11) rezultă:

$$A_2 = \frac{A_3}{2}\left(1 + \frac{ik_1}{k_2}\right) e^{(ik_1 - k_2)b} \tag{13}$$

iar din (12) rezultă:

$$B_2 = \frac{A_3}{2}\left(1 - \frac{ik_1}{k_2}\right) e^{(ik_1 + k_2)b} \tag{14}$$

Deoarece $k_2 b >> 1$, din (13) și (14) rezultă $A_2 << B_2$ și, ca urmare, se poate neglija A_2 în comparație cu B_2. În această aproximație (8) devine:

$$2A_1 = B_2\left(1 - \frac{k_2}{ik_1}\right)$$

și introducând B_2 din (14) se obține A_1 în funcție de A_3 :

$$A_1 = \frac{A_3}{4}\left(1 - \frac{ik_1}{k_2}\right)\left(1 - \frac{k_2}{ik_1}\right) e^{(ik_1 + k_2)b} \tag{15}$$

De aici se poate exprima A_3 în funcție de A_1:

$$A_3 = \frac{4A_1 e^{-(ik_1 + k_2)b}}{\left(1 - \frac{ik_1}{k_2}\right)\left(1 - \frac{k_2}{ik_1}\right)} \quad \text{și} \quad A_3^* = \frac{4A_1^* e^{-(ik_1 - k_2)b}}{\left(1 + \frac{ik_1}{k_2}\right)\left(1 + \frac{k_2}{ik_1}\right)} \tag{16}$$

Astfel expresia transparenței devine :

$$T = \frac{16e^{2k_2 b}}{\left(1 + \frac{k_1^2}{k_2^2}\right)\left(1 + \frac{k_2^2}{k_1^2}\right)} = \frac{16k_1^2 k_2^2}{\left(k_1^2 + k_2^2\right)^2} e^{-2k_2 b} \tag{17}$$

9

FISIUNEA ȘI FUZIUNEA NUCLEARĂ

9.1 Introducere

Fisiunea și fuziunea nucleară reprezintă două reacții nucleare în care se eliberează o cantitate mare de energie. Eliberarea de energie în astfel de reacții se explică prin modul de variație a energiei de legătură per nucleon în funcție de numărul de masă al nucleelor (Fig. 1.2). Pentru numere de masă mici, energia de legătură per nucleon crește cu numărul de masă până la $A \cong 60$. Deci, prin fuziunea (contopirea) nucleelor ușoare în care se obțin nuclee cu $A < 60$ se va elibera o cantitate de energie egală cu diferența dintre energia de legătură a nucleului rezultat și suma energiilor de legătură a nucleelor care fuzionează.

Pentru nucleele grele de la sfârșitul sistemului periodic al elementelor, favorabil din punct de vedere energetic este fenomenul de fisiune, deci de rupere a acestor nuclee în două nuclee mai ușoare, situate în domeniul cu energie de legătură pronucleon mai mare. Și în acest caz, energia eliberată depinde de diferența dintre energiile de legătură din starea finală și starea inițială.

Atât fuziunea cât și fisiunea, deși sunt reacții exoenergetice, nu pot avea loc în mod spontan. Pentru ca două nuclee ușoare să fuzioneze ele trebuie să se apropie la distanțe la care acționează forțele nucleare atractive. Nucleele, având sarcină electrică pozitivă, se vor respinge. Ca urmare, este necesar să li se furnizeze o cantitate de energie care să depășească bariera coulombiană (cu atât mai mare, cu cât nucleele au numărul de ordine mai mare deci și numărul de masă mai mare). La fisiunea nucleelor, bariera coulombiană împiedică fragmentele (nucleele rezultate) să "părăsească" nucleul inițial. Pentru a se

produce ruperea, este necesar să se furnizeze nucleului greu o cantitate de energie care să depășească bariera de fisiune a cărei valoare depinde de Z^2/A. Faptul că bariera de fisiune devine zero pentru $Z^2/A \cong 49$ limitează numărul de elemente existente în natură (la $Z \sim 125$). Nucleele pentru care $Z^2/A > 49$ fisionează în mod spontan.

Pentru a utiliza aceste două reacții ca sursă de energie este necesar ca energia cheltuită pentru amorsarea reacțiilor să fie neglijabilă în raport cu energia eliberată în fiecare din cele două procese nucleare. Aceasta limitează numărul canalelor de reacție utilizate în acest sens.

9.2 Fisiunea nucleară

Fisiunea nucleară este procesul de rupere a unui nucleu greu în două sau mai multe nuclee mai ușoare. Ruperea poate avea loc spontan sau în urma absorbției unor particule sau radiații gama și este însoțită de emisia a doi sau trei neutroni și eliberarea unei cantități de energie de aproximativ 200 MeV.

Fisiunea nucleară a fost descoperită în 1939 de *O.Hahn* și *F.Strassman* care încercau să pună în practică ideea lui *Fermi* de a obține elemente transuraniene prin bombardarea uraniului cu neutroni. Analiza chimică a produșilor de reacție obținuți în urma bombardării uraniului cu neutroni a pus în evidență, printre altele, elemente cu numărul de ordine 56 (Ba), 57 (La) și 58 (Ce). În câteva zile, *Lise Meitner* și *O.Frisch* au ajuns la concluzia că este posibil ca nucleul de uraniu să aibă o formă puțin stabilă iar după captarea unui neutron să se poată rupe în două. Ei au menționat că aceste fragmente de fisiune au exces de neutroni și, ca urmare, ar fi beta active iar în fiecare proces de fisiune s-ar elibera o energie considerabilă, de aproximativ 200 MeV, adică aproape de zece ori mai multă decât în cea mai exoenergetică reacție nucleară $^6Li(d,\alpha)\,^4He$ în care se eliberează 22 MeV. Puțin mai târziu *Frisch* a detectat fragmente cu energie mare și curând un număr de cercetători au confirmat această descoperire. S-a găsit și faptul că, simultan cu fisiunea, se emiteau în medie 2,5 neutroni precum și emisia așa numiților neutroni întârziați. Mai multe grupuri de cercetători au întrevăzut atunci posibilitatea utilizării neutronilor emiși pentru producerea de alte fisiuni și, ca urmare, realizarea unei reacții în lanț. S-a estimat că, într-un timp mai scurt de 10^{-6}s, 1kg de uraniu ar da o puternică explozie. S-a întrevăzut de asemenea și posibilitatea realizării unei reacții în lanț controlate dar după declanșarea celui de al doilea război mondial publicarea acestor rezultate a fost interzisă și permisă în mod gradat abia după explozia celor două bombe nucleare, în 1945, la Hiroșima și Nagasaki.

9.2.1 Distribuţia fragmentelor de fisiune

Distribuţia după mase a fragmentelor de fisiune a uraniului indică existenţa a două grupuri de nuclee, uşoare şi grele (Fig.9.1) pentru fisiunea cu neutroni termici, iar odată cu creşterea energiei neutronilor probabilitatea fisiunii simetrice (masele celor două fragmente egale) creşte de la 0,01% pentru neutroni termici la 1% pentru neutroni având energia de 14 MeV. Cele două maxime corespund lui A = 95 şi A = 139 pentru fisiunea ^{235}U cu neutroni termici.

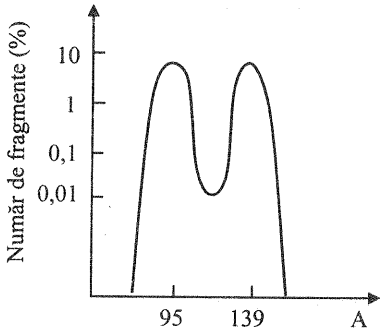


Fig. 9.1

Se observă, de asemenea, o structură fină a acestor maxime care ar putea fi pusă pe seama efectelor păturilor nucleare ce ar favoriza apariţia unor perechi de nuclee cu o anumită structură a păturilor energetice. Un exemplu tipic de fisiune asimetrică este:

$$ {}_0^1n + {}_{92}^{235}U \rightarrow {}_{56}^{140}Ba + {}_{36}^{93}Kr + 3\left({}_0^1n\right) \qquad (9.1) $$

Fragmentele sunt beta minus active datorită surplusului de neutroni. În exemplul menţionat, lanţul dezintegrărilor fragmentelor de fisiune este următorul:

$$ {}_{56}^{140}Ba \xrightarrow[12,8\,zile]{\beta^-} {}_{57}^{140}La \xrightarrow[40,2\,ore]{\beta^-} {}_{58}^{140}Ce \qquad (9.2) $$

$$ {}_{36}^{93}Kr \xrightarrow[2s]{\beta^-} {}_{37}^{93}Rb \xrightarrow[5,6s]{\beta^-} {}_{38}^{93}Sr \xrightarrow[7,5m]{\beta^-} {}_{39}^{93}Y \xrightarrow[10\,ore]{\beta^-} {}_{40}^{93}Zr \xrightarrow[1,3.10^6 ani]{\beta^-} {}_{41}^{93}Nb \qquad (9.3) $$

De remarcat că ^{140}Ce are 82 neutroni iar ^{93}Nb are 52 neutroni deci valori corespunzătoare numerelor magice sau apropiate de cele magice, ce conferă acestor nuclizi o stabilitate deosebită. Dezintegrările beta sunt însoţite şi de emisii de cuante gama.

După cum am menţionat, în procesul de fisiune sunt eliberaţi, în medie, 2,5 neutroni şi, simultan, sunt emise aproximativ zece cuante gama. Unele fragmente de fisiune, după un număr de dezintegrări beta succesive, devin instabile în raport cu emisia unui neutron. Aceasta are loc instantaneu. Aceşti neutroni poartă numele de neutroni întârziaţi spre deosebire de cei eliberaţi în timpul fisiunii care se numesc neutroni prompţi.

Fragmentele poartă cu ele o energie internă ce este eliberată în dezintegrările beta şi gama, precum şi energie cinetică. La fisiunea ^{235}U energia eliberată este distribuită, aproximativ, astfel:

- energie cinetică a fragmentelor.....160 MeV
- energia radiaţiilor gama de fisiune .... 8 MeV
- energia cinetică a neutronilor de fisiune..... 6 MeV
- energia de dezintegrare a fragmentelor.....21 MeV

Distribuţia fragmentelor de fisiune în funcţie de energia lor cinetică este asemănătoare distribuţiei după mase. Din conservarea impulsului rezultă că vârful de la energii cinetice mari corespunde fragmentelor uşoare iar cel de la energii cinetice mici corespunde fragmentelor grele.

Energia totală eliberată la fisiunea ^{235}U poate fi evaluată din diferenţa dintre energia medie de legătură pronucleon a ^{235}U şi a elementelor cu A = 93 şi A = 140 din exemplul menţionat. Pemtru ^{235}U, E_{leg}/A = 7,5 MeV, pentru A = 93, E_{leg}/A = 8,5 iar pentru A = 140, E_{leg}/A = 8,3. Din aceste date rezultă:

(140 x 8,3) + (93 x 8,5) - (235 x 7,5) = 190 MeV.

9.2.2 Teoria elementară a fisiunii

Prima tratare teoretică a fisiunii a fost elaborată de *N.Bohr* şi *Wheeler* în 1939 care au plecat de la ideea emisă de *Meitner* şi *Frisch* a instabilităţii nucleelor grele la modificarea formei acestora. Nucleul ţintă se consideră sub forma unei picături sferice care se deformează după absorbţia particulei proiectil şi formarea unui nucleu compus într-o stare excitată. Nucleul în starea excitată se consideră ca având forma unui elipsoid de revoluţie. Conform modelului picătură al nucleului, densitatea acestuia rămâne aceeaşi (deci şi volumul), dar creşte suprafaţa, ceea ce are drept consecinţă creşterea energiei de suprafaţă. Ca urmare, forţele de la suprafaţă vor tinde să readucă nucleul la starea anterioară nedeformată. În acelaşi timp, în urma deformării, creşte distanţa medie dintre protonii din nucleu, ceea ce are ca efect micşorarea energiei coulombiene.

Stabilitatea nucleului în raport cu fisiunea poate fi analizată după modul în care variază energia potenţială a acestuia la deformare. Dacă, în urma deformării energia potenţială creşte, nucleul este stabil în raport cu fisiunea, iar dacă scade, el este instabil în raport cu fisiunea. Cum la modificarea formei se modifică energia de suprafaţă dată de forţele nucleare atractive şi energia coulombiană repulsivă, modificarea energiei potenţiale va fi:

$$ \Delta E = \Delta E_s + \Delta E_c \qquad (9.4) $$

$$\Delta E_s = E_s^{def} - E_{so} \quad \text{cu} \quad E_{so} = 4\pi R_0^2 \sigma$$

R_0 fiind raza nucleului sferic iar σ tensiunea superficială a nucleului, considerat picătură de lichid. Pentru energia de suprafață a nucleului deformat sub forma unui elipsoid de revoluție, se obține expresia:

$$E_s^{def} = 4\pi R_0^2 \sigma \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \ldots\right) \cong E_{so}\left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2\right), \qquad (9.5)$$

unde ε este parametrul de deformare.

În ceea ce privește variația energiei coulombiene la deformări mici, aceasta scade, datorită măririi valorii medii a distanței dintre protonii din nucleu:

$$E_c^{def} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{3}{5} \cdot \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_0}\left[1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 - \ldots\right] \cong E_{co}\left(1 - \frac{\varepsilon^2}{5}\right). \qquad (9.6)$$

Ca urmare:

$$\Delta E = \left(E_s^{def} + E_c^{def}\right) - \left(E_{so} + E_{co}\right) \cong \frac{\varepsilon^2}{5}\left(2E_{so} - E_{co}\right). \qquad (9.7)$$

Din această relație rezultă că, atunci când $\Delta E > 0$, energia de legătură, E_{leg}, a nucleului scade prin deformare, deci starea inițială (cu E_{leg} mai mare) este stabilă în raport cu fisiunea spontană. Aceste nuclee se caracterizează prin $E_{co} < 2\,E_{so}$. Dacă $\Delta E < 0$ nucleul este instabil în raport cu fisiunea spontană. Pentru aceste nuclee $E_{co} > 2\,E_{so}$. Cazul limită $\Delta E = 0$ se realizează pentru acele nuclee pentru care $E_{co} = 2\,E_{so}$. De aici se poate evalua valoarea critică a raportului Z^2/A și anume:

$$a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} = 2a_s A^{2/3}; \quad \left(\frac{Z^2}{A}\right)_{crit} = \frac{2a_s}{a_c} = \frac{2 \cdot 17}{0{,}69} = 49 \qquad (9.8)$$

Conform celor discutate mai sus, pentru nucleele stabile în raport cu fisiunea spontană, Z^2/A este mai mic decât 49 iar pentru cele instabile Z^2/A este mai mare decât 49. Z^2/A a primit denumirea de *parametru de fisiune*.

Să analizăm în ce condiții se poate produce fisiunea nucleelor ce nu fisionează spontan. Pentru aceasta, vom urmări modul de variație a energiei acestora în funcție de parametrul de deformare. Pentru deformări mici, deci în condițiile unei valori mici a energiei de excitare, energia de suprafață crește iar energia coulombiană scade. Forța de tensiune superficială tinde să readucă nucleul la forma sferică inițială, ceea ce face ca nucleul considerat picătură să execute oscilații ale formei între cea sferică și cea a unui elipsoid de revoluție. În aceste condiții, este posibil ca nucleul să emită, după un timp, energia de

excitare sub forma unui foton gama, realizându-se astfel absorbția radiativă a neutronului (sau a altei particule cu care s-a bombardat nucleul țintă studiat) și revenirea nucleului la forma sferică. Odată cu creșterea energiei de excitare crește și variația energiilor de suprafață și coulobiană, ca urmare a creșterii parametrului de deformare. Pentru o energie de excitare mare, amplitudinea oscilațiilor crește, deformarea este mai puternică, elipsoidul alungindu-se este posibil să sufere o mică gâtuitură la mijloc adică nucleul să ia forma de halteră. În aceste condiții, revenirea lui la forma sferică prin emisia energiei de excitare devine imposibilă deoarece s-au format deja două centre de sarcină între care se exercită forțe coulombiene puternice iar tensiunea superficială acționează în sensul transformării halterei în două sfere tangente. Modul de variație a energiei

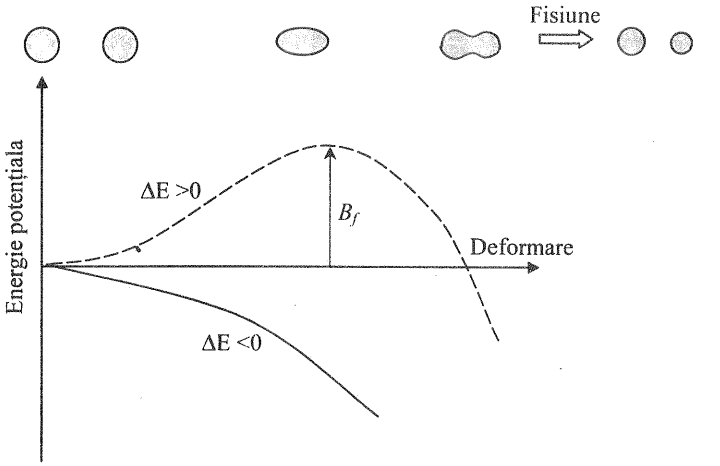


Fig. 9.2

potențiale a nucleului în funcție de parametrul de deformare este indicat în Fig.9.2. Linia întreruptă corespunde nucleelor pentru care $\Delta E > 0$, deci celor cu $Z^2/A < 49$, iar linia continuă corespunde nucleelor cu $Z^2/A > 49$ și $\Delta E < 0$. Se constată că nucleele cu $Z^2/A < 49$ prezintă o barieră de potențial ce trebuie depășită pentru a se produce fisiunea. Diferența dintre valoarea maximă a energiei potențiale a nucleului deformat și valoarea ei corespunzătoare nucleului sferic poartă numele de *barieră de fisiune* (B_f). Ea este egală cu energia minimă de excitare pe care trebuie s-o aibă nucleul pentru a putea fisiona, adică să se poată rupe în două sfere tangente. Această energie se mai numește și *energie de activare* și trebuie să fie furnizată nucleului de către particula proiectil.

Datorită efectului tunel, există o probabilitate mică de fisiune a nucleelor, chiar pentru o energie de activare mai mică decât bariera de fisiune. În felul acesta, se realizează fisiunea spontană a nucleelor cu $Z^2/A < 49$. Probabilitatea de fisiune spontană a elementelor grele depinde de Z^2/A.

Seaborg a calculat dependenţa înălţimii barierii de fisiune de Z^2/A obţinând o relaţie de forma

$$B_f = C_1 - C_2 Z^2/A,$$

care concordă cu rezultatele experimentale, dar se aplică numai pentru domenii restrânse de valori ale parametrului de fisiune. Din această relaţie se constată că înălţimea barierei scade cu creşterea lui Z^2/A. În tabelul 9.1 sunt indicate valorile barierei de fisiune determinate experimental şi ale lui Z^2/A pentru câteva nuclee grele.

Tabelul 9.1

Nuclidul	Z^2/A	B_f (MeV)
^{233}Th	34,764	6,44
^{232}Th	34,914	5,95
^{239}U	35,414	6,15
^{238}U	35,563	5,80
^{232}Pa	35,696	6,18
^{237}U	35,713	6,40
^{235}U	36,017	5,75
^{233}U	36,326	5,49
^{238}Np	36,340	6,04
^{237}Np	36,494	5,49
^{239}Pu	36,971	5,48

Studiul fisiunii spontane a elementelor transuraniene a condus la descoperirea, în 1962, a izomerilor fisionabili de către *S.M.Polikanov* şi colaboratorii (la Institutul Unificat de Cercetări Nucleare de la Dubna). Aceşti izomeri se deosebesc de izomerii obişnuiţi prin energia de excitare mare, de aproximativ 3 MeV, valoarea mică (de doar câteva unităţi) a spinului şi printr-o probabilitate de fisiune anormal de mare. De exemplu, starea fundamentală a ^{242}Am are timpul de înjumătăţire prin fisiune de 10^{14} ani, iar izomerul fisionabil al acestuia are timpul de înjumătăţire prin fisiune de 0,014s. Deci probabilitatea de fisiune a izomerului fisionabil este de aproximativ 10^{21} ori mai mare decât a stării fundamentale. Izomeri fisionabili au fost produşi, cu o secţiune eficace suficient de mare (10^{-29} – 10^{-30} cm^2), în reacţii de tipul (p,2n), (n,2n), (α,αn), (n,γ), etc.

Explicarea existenţei acestor izomeri fisionabili se poate face plecând de la faptul că stările fundamentale ale nucleelor grele nu corespund unor configuraţii sferice. Spectrele de rotaţie ale acestor nuclee au pus în evidenţă

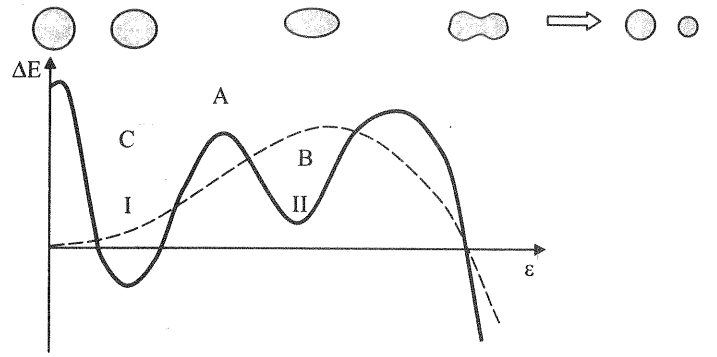


Fig. 9.3

faptul că deformarea corespunzătoare stărilor excitate (izomeri fisionabili) este considerabil mai mare decât cea a stării fundamentale. Ca urmare, tranziţia în starea fundamentală prin emisia unui foton gama este foarte puţin probabilă.

Pe de altă parte, dacă la calcularea variaţiei energiei potenţiale a nucleului cu deformarea se ia în considerare şi efectul completării păturilor nucleare, atunci se obţine curba plină din Fig.9.3. Pe această curbă se disting două minime. Forma de echilibru a stării fundamentale corespunde primului minim iar forma de echilibru corespunzătoare izomerilor fisionabili corespunde celui de al doilea minim. Există astfel trei tipuri de procese de fisiune:

1. Fisiunea spontană a nucleelor ce se află în stări corespunzătoare domeniului *A* de pe curbă ce au un timp de înjumătăţire de ordinul 10^{-16}- 10^{-20}s.

2. Fisiunea spontană a nucleelor ce se află în domeniul *B* de pe curbă, deci în stările de echilibru ale izomerilor, ce au un timp de înjumătăţire de 10^{-2}s (^{242}Am) până la 10^{-9}s (^{240}Pu).

3. Fisiunea spontană a nucleelor ce se află în domeniul *C*, deci în primul minim, ce au un timp de înjumătăţire ce variază de la ore până la peste 10^9 ani.

Probabilitatea de fisiune spontană anormal de mare a izomerilor fisionabili se explică prin aceea că, fragmentele trebuie să străbată o barieră de potenţial mult mai îngustă decât atunci când fisiunea s-ar produce din starea fundamentală.

Confirmarea directă a acestui model s-a obținut studiind secțiunea eficace a fisiunii indusă de neutroni pe nuclee de ^{231}Th. Se constată că secțiunea eficace are o rezonanță pentru energia neutronilor de 720 KeV (Fig.9.4). Această rezonanță corespunde formării unui nivel de vibrație cvasistaționar al ^{231}Th asociat celui de al doilea minim al curbei de variație a energei potențiale în funcție de deformare.

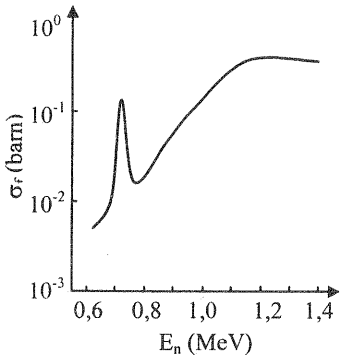


Fig. 9.4

Energia de activare necesară fisiunii corespunde energiei de excitare a nucleului compus care se formează prin absorbția proiectilului de către țintă. Drept proiectil se poate utiliza orice fel de particulă dar cele mai indicate sunt cuantele gama și neutronii, deoarece pot pătrunde ușor în nucleele grele. În cazul utilizării fotonilor gama, este necesar ca $E_\gamma \geq B_f$. În cazul utilizării neutronilor, energia de activare se compune din energia de legătură a neutronului în nucleul compus rezultat și o fracțiune din energia cinetică a neutronului:

$$E_{activ} = E_{leg} + E_n' \qquad \text{cu} \qquad E_n' \cong E_n \tag{9.9}$$

Se disting astfel două posibilități:

a) $E_{leg} > E_{activ}$

În aceste condiți este posibilă fisiunea cu neutroni termici (E_n = 0,025 MeV)

b) $E_{leg} < E_{activ}$

În acest caz, energia cinetică a neutronilor trebuie să depășească diferența dintre energia de activare și energia de legătură:

$$E_n > E_{activ} - E_{leg}\,.$$

Ca exemplu de astfel de situații poate fi consiederată fisiunea izotopilor 235 și 238 ai uraniului prin bombardarea cu neutroni. Prin absorbția unui neutron de către ^{235}U se formează ^{236}U într-o stare excitată. Energia de legătură a neutronului în ^{236}U este 6,5 MeV iar bariera de fisiune a acestui izotop este de 6,2 MeV. Ca urmare, ^{235}U poate fisiona cu neutroni termici. Prin absorbția neutronului de către nucleul de ^{238}U se formează ^{239}U într-o stare excitată.

Energia de legătură a neutronului este de 6 MeV iar înălțimea barierei de fisiune a acestui izotop este 6,6 MeV. Deci acest izotop nu poate fisiona decât cu neutroni rapizi. Deosebirea dintre înălțimile barierei de fisiune pentru cei doi izotopi se explică prin aceea că:

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{^{235}U} > \left(\frac{Z^2}{A}\right)_{^{238}U} \tag{9.10}$$

iar deosebirea dintre energiile de legătură ale neutronilor în cele două nuclee compuse se explică prin aceea că ^{236}U este un nucleu par-par ce are o stabilitate mai mare decât ^{239}U care este un nucleu impar.

9.2.3. Fisiunea în lanț. Reactorul de fisiune

În reacția de fisiune cu neutroni termici, eliberându-se în medie 2,5 neutroni, apare posibilitatea autoîntreținerii reacției de fisiune într-o masă dată de uraniu. Distribuția energetică a neutronilor eliberați prezintă un maxim la energia neutronilor $E_n \cong 2\ MeV$ și o limită maximă $E_n^{max} \cong 17\,MeV$ (Fig.9.5). Fiecare din neutronii eliberați ar putea provoca fisiunea unui nucleu de uraniu și, în felul acesta, s-ar putea multiplica numărul reacțiilor de fisiune.

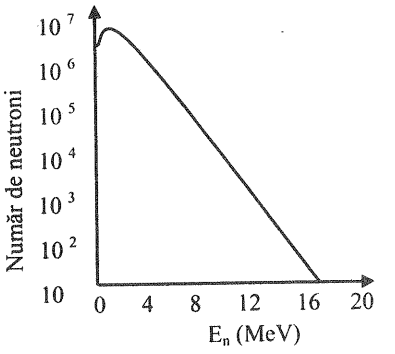


Fig. 9.5

Se definește *factorul de multiplicare efectiv* sau *factorul de reproducere*

$$k_{ef} = \frac{\text{nr. neutroni din generatia (N + 1)}}{\text{nr.neutroni din generatia N}}\,. \tag{9.11}$$

Pentru ca reacția de fisiune să se autoîntrețină, este necesar un factor de reproducere $k_{ef} \geq 1$. La evaluarea lui k_{ef} trebuie să avem în vedere că, pe lângă fisiune (proces în care se generează neutroni), neutronii pot suferi și alte tipuri de interacțiuni cu nucleele de uraniu sau alte nuclee.

Principalele procese ce pot fi provocate de neutronii rezultați din fisiune sunt:

1. Fisiunea unui nucleu de uraniu din care rezultă alți neutroni

2. Absorbţia radiativă a neutronilor în nuclee de uraniu:

$$n + {}^{A}_{Z}U \rightarrow {}^{A+1}_{Z}U + \gamma \qquad (9.12)$$

3. Captura radiativă a neutronilor de către nucleele altor elemente prezente în instalaţie.

4. Ieşirea neutronilor din masa de combustibil prin suprafaţă.

Aceste procese determină valoarea lui k_{ef}. Contribuţia acestor procese la valoarea lui k_{ef} depinde de secţiunea eficace a proceselor menţionate, de natura materialelor din instalaţie, energia neutronilor , de dimensiunile instalaţiei.

Având în vedere modul în care depinde secţiunea eficace a nucleelor de uraniu de energia neutronilor (Fig.9.6), neutronii rapizi rezultaţi din reacţia de fisiune trebuie termalizaţi pentru a mări valoarea sectiunii eficace. Termalizarea

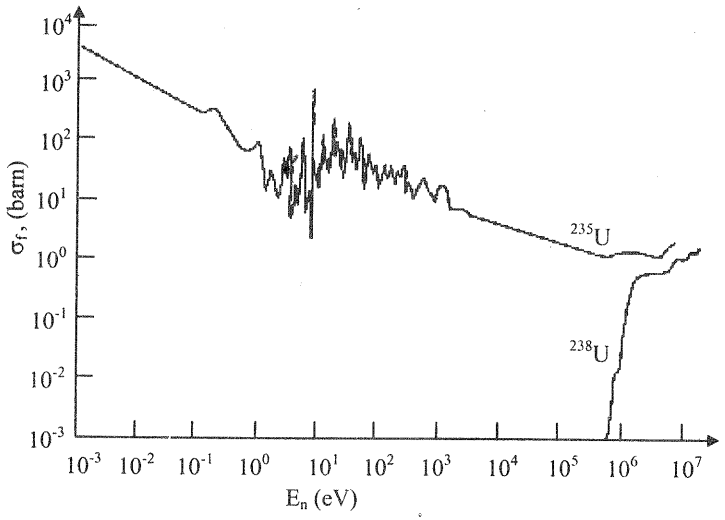


Fig. 9.6

se realizează în urma ciocnirilor elastice cu atomi ai unor elemente uşoare. Materialele utilizate în acest sens se numesc *moderatori.* Termalizarea se obţine cu atât mai rapid cu cât masa atomilor materialului moderator este mai apropiată de masa neutronului.

Prima reţea din bare de uraniu ce alternau cu grafit, utilizat ca moderator, numită *pilă cu fisiune în lanţ*, a fost realizată de *Enrico Fermi* în 1942, la Universitatea din Chicago.

Pentru ca reacţia de fisiune în lanţ să se autoîntreţină cu viteză constantă este necesar ca factorul de multiplicare să aibă valoarea unu. Atunci când $k_{ef} > 1$,

numărul reacţiilor de fisiune se amplifică de la un ciclu la altul, se spune că reacţia de fisiune este divergentă. Un astfel de sistem se numeşte *supracritic.* Acest sistem poate duce în final la o explozie. Atunci când $k_{ef} < 1$ numărul reacţiilor de fisiune scade de la un ciclu la altul şi se ajunge în final ca reacţia în lanţ să nu se mai autoîntreţină. Sistemul se numeşte *subcritic.*

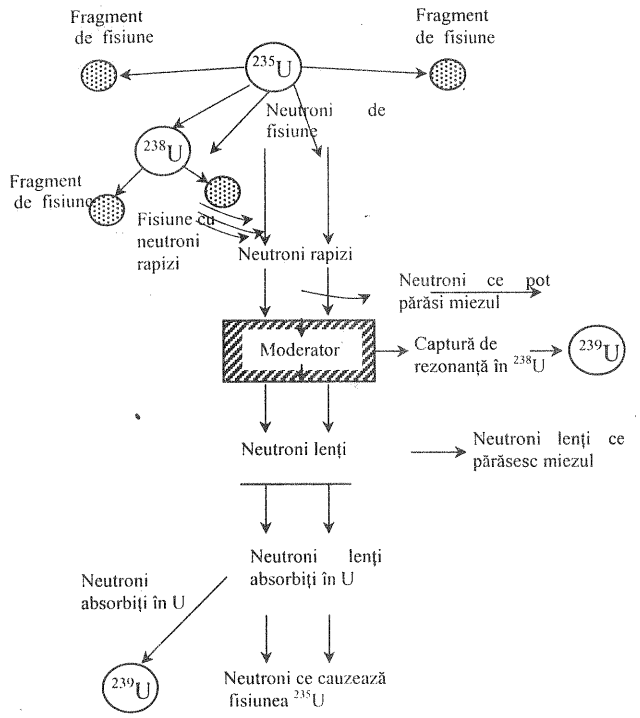


Fig. 9.7

Să ilustrăm cele de mai sus plecând de la reacţia de fisiune a ^{235}U (Fig.9.7). Din fiecare reacţie rezultă două fragmente şi un număr de doi-trei neutroni rapizi. Să presupunem că, în urma acestor reacţii, au rezultat N neutroni rapizi. O parte dintre aceştia pot produce fisiunea unor nuclee de ^{238}U de unde mai rezultă un număr de neutroni rapizi. Pentru a exprima creşterea numărului de neutroni rapizi prin acest proces se introduce un factor ε numit factor de

fisiune cu neutroni rapizi. Pentru uraniu natural $\varepsilon \cong 1{,}03$. Numărul total de neutroni rapizi existenţi va fi εN. Aceştia difuzează prin instalaţie. Majoritatea vor fi termalizaţi în urma unui număr mare de ciocniri cu atomii moderatorului. După un anumit număr de ciocniri, energia neutronilor are valori pentru care reacţia de captură radiativă (n,γ) pe ^{238}U prezintă rezonanţe. Pentru astfel de energii $\sigma(n,\gamma) > \sigma(n,f)$. O fracţiune din neutroni vor fi captaţi de ^{238}U fiind astfel pierduţi pentru reacţia de fisiune. Să notăm cu p probabilitatea ca neutronii să scape de reacţiile de captură radiativă la rezonanţă. Valoarea tipică a lui p este de 0,9. Pentru a micşora pierderea de neutroni prin astfel de procese, se micşorează proporţia de ^{238}U în amestecul natural al izotopilor de uraniu, crescând astfel proporţia de ^{235}U. Rămâne astfel un număr de εpN neutroni ce vor fi termalizaţi. Dar în procesul de termalizare un număr de neutroni vor fi absorbiţi de moderator. Rămâne în final fracţiunea f de neutroni termalizaţi. Astfel, pentru fisionarea nucleelor de uraniu ^{235}U sunt disponibili $fp\varepsilon N$ neutroni termalizaţi. Cum în fiecare proces de fisiune apar în medie ν neutroni rapizi, înseamnă că în această nouă generaţie vor apare în total $\nu fp\varepsilon N$ neutroni rapizi. Raportând acest număr la cel din generaţia precedentă se obţine

$$k_\infty = \nu fp\varepsilon \tag{9.13}$$

Aceasta relatie poartă numele de *formula celor patru factori*. Indicele infinit semnifică faptul că dimensiunile pilei au fost considerate infinit de mari, neglijând astfel pierderile de neutroni prin suprafaţă. În condiţiile unei pile reale, de dimensiuni finite, aceste pierderi pot avea loc atât pentru neutroni rapizi cât şi pentru neutroni termici. Dacă notăm cu l_r şi cu l_t fracţiunea de neutroni rapizi, respectiv termici, pierdută prin suprafaţă atunci factorul de reproducere devine:

$$k = \nu fp\varepsilon (1- l_r)(1-l_t). \tag{9.14}$$

Procesele de fisiune şi absorbţie radiativă de către nuclee de uraniu depind de natura materialelor din instalaţie şi de energia neutronilor în modul amintit mai sus iar probabilitatea realizării lor creşte cu creşterea volumului de uraniu din instalaţie. Pierderea prin suprafaţă a neutronilor din masa de combustibil depinde de suprafaţă, adică probabilitatea realizării lui creşte cu creşterea suprafeţei. Raportul S/V creşte cu micşorarea dimensiunii instalaţiei şi la dimensiuni mici reacţia în lanţ devine imposibilă, chiar dacă probabilitatea reacţiei de fisiune este mai mare decât probabilitatea reacţiilor de captură radiativă pe uraniu şi alte elemente din instalaţie. Dimensiunile minime ale instalaţiei nucleare pentru care procesul de fisiune în lanţ este încă posibil,

reprezintă *dimensiunea critică,* iar masa minimă de substanţă fisionabilă în care poate avea loc reacţia în lanţ reprezintă *masa critică.* Masa critică la ^{235}U se estimează la aproximativ 3 Kg. Dimensiunile minime pot fi micşorate dacă se înconjoară instalaţia cu un strat de substanţă nefisionabilă cu secţiune eficace de împrăştiere mare pentru neutroni, numită *reflector de neutroni* care readuce o parte de neutroni în interiorul instalaţiei.

O instalaţie în care este realizată fisiunea în lanţ şi este prevăzută cu un sistem de control al factorului de multiplicare precum şi cu un sistem de preluare a căldurii (energiei) eliberate se numeşte *reactor nuclear de fisiune.* În condiţii fizice identice, dimensiunea critică cea mai mică corespunde formei sferice.

Energia eliberată în procesul de fisiune, sub formă de energie cinetică a fragmentelor şi a radiaţiilor emise de către acestea, se transformă în căldură în urma interacţiunii acestora cu substanţa din reactor.

Controlul factorului de multiplicare se face cu un sistem de bare de control, din material puternic absorbant de neutroni, care se introduc mai mult sau mai puţin în interiorul masei de combustibil.

În funcţie de energia neutronilor ce cauzează fisiunea, reactorii se pot proiecta să funcţioneze cu neutroni termici, cu neutroni cu energie medie, sau cu neutroni rapizi. Reactorul cu neutroni cu energie medie are avantajul că necesită un volum considerabil mai mic decât cel cu neutroni termici. Astfel de reactori au fost construiţi pentru a fi utilizaţi în propulsie cum ar fi la submarine.

Ne vom ocupa mai pe larg de reactorii de fisiune cu neutroni termici şi cu neutroni rapizi.

Reactorul de fisiune cu neutroni termici

Primul reactor cu neutroni termici a fost construit la Chicago, în 1942, sub conducere lui *Enrico Fermi.* În 1946 se construieşte unul la Moscova sub conducerea lui *Kurceatov*, iar în 1957 este pus în funcţiune un reactor experimental la Institutul de Fizică Atomică (IFA), Bucureşti, sub conducerea lui *Horia Hulubei.* La acea dată, ţara noastră era a zecea ţară din lume care deţinea un reactor de fisiune.

Există multe tipuri de reactori. Fiecare conţine câteva elemente esenţiale: *combustibilul* sau materialul fisionabil, *moderatorul* pentru termalizarea neutronilor (acesta trebuie să lipsească în reactorii cu neutroni rapizi), *reflectorul* de neutroni care înconjoară miezul sau inima (elementele de combustibil + moderatorul) reactorului. După cum am menţionat mai sus, rolul acestuia este de a reduce pierderile de neutroni prin suprafaţă şi, ca urmare, pentru a reduce dimensiunea critică a reactorului. Toate aceste elemente se află într-un *container* care are rolul de a preveni ieşirea produselor de fisiune

radioactive în stare gazoasă. Containerul este învelit cu un strat ce are rolul de a proteja operatorii de neutroni şi radiaţii gama ce ar putea ieşi din reactor. Acesta se numeşte *înveliş pentru protecţia biologică.* Un *agent de răcire* preia căldura din miez. Fiecare reactor este prevăzut cu un *sistem de control* care permite operatorului de a controla puterea şi de a o menţine constantă pe durata funcţionării normale. Un sistem de siguranţă previne pierderea controlului asupra funcţionării reactorului şi a sistemului de răcire. Schema de principiu a unui reactor cu neutroni termici este indicată în Fig. 9.8.

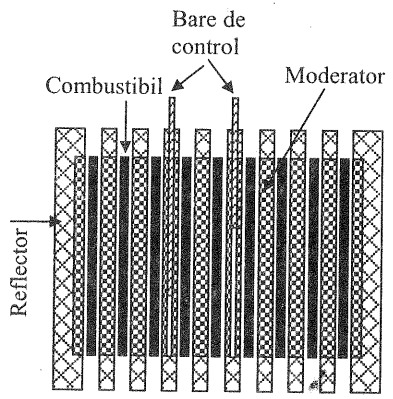


Fig. 9.8

Reactorii se pot clasifica după mai multe criterii. Un prim criteriu ar fi *scopul* construirii acestuia. Din acest punct de vedere se disting trei categorii de reactori: *reactori de putere, reactori de cercetare şi reactori de conversie* sau *regeneratori.* Reactorii de putere sunt instalaţii ce convertesc energia calorică, rezultată din energia cinetică a fragmentelor de fisiune, în energie electrică. Proiectarea unui reactor de putere acordă o aceeaşi atenţie problemelor privind convertirea energiei şi problemelor de inginerie nucleară. Reactorii de cercetare sunt proiectaţi pentru a produce neutroni pentru cercetări din domeniul fizicii nucleare şi a fizicii corpului solid. Izotopii artificiali produşi prin reacţii (n,γ) sunt utilizaţi în toate ramurile ştiinţei, în tehnică, agricultură, medicină. Astfel de reactori lucrează la puteri mici de 1 - 10 MW. Ei trebuie să asigure un flux mare de neutroni, 10^{13} - 10^{15} neutroni /cm^{2}s, accesul uşor la neutroni, precum şi spectrul energetic corespunzător al neutronilor. Reactorii de conversie (sau regeneratori) sunt destinaţi să aibă o eficacitate mare de convertire a materialelor ce nu fisionează cu neutroni termici în materiale fisionabile cu neutroni termici. Se converteşte ^{238}U în ^{239}Pu şi ^{232}Th în ^{233}U. În ambele cazuri, conversia implică o reacţie de captură radiativă (n,γ) urmată de două dezintegrări beta:

$$^{238}U + n \rightarrow {}^{239}U + \gamma \qquad {}^{239}U \xrightarrow{23\,\text{min}} {}^{239}Np + \beta^- + \tilde{\nu}$$
$$^{239}Np \xrightarrow{23\,zile} {}^{239}P_u + \beta^- + \tilde{\nu} \qquad (9.15)$$

$$^{232}Th + n \rightarrow {}^{233}Th + \gamma\,; \quad {}^{233}Th \xrightarrow{22\ \text{min}} {}^{233}Pa + \beta^- + \tilde{\nu}\,;$$
$$^{233}Pa \xrightarrow{27\ zile} {}^{233}U + \beta^- + \tilde{\nu} \qquad (9.16)$$

Izotopii ^{238}U şi ^{232}Th ce pot fi convertiţi în materiale fisionabile cu neutroni termici se numesc *fertile.* În principiu, este posibil de a proiecta un reactor în care ν să aibă valoarea cel puţin 2. Având doi neutroni emişi pentru fiecare neutron absorbit în combustibil, un neutron ar putea întreţine reacţia în lanţ iar celălalt ar fi absorbit de materialele fertile. Dacă $\nu > 2$, atunci un reactor ar putea produce mai mult material fisionabil decât ar consuma. În felul acesta reactorul este regenerator.

După *tipul de combustibil* folosit, reactorii se împart în: reactori cu uraniu natural, reactori cu uraniu îmbogăţit în izotopul 235, reactori ce folosesc ^{239}Pu sau ^{233}U obţinuţi în reactorii de conversie.

Un alt criteriu de clasificare îl constituie *tipul de moderator.* Proprietăţile pe care trebuie să le aibă un material pentru a fi utilizat drept moderator sunt: (1) să fie ieftin şi să se găsească din abundenţă; (2) să fie stabil din punct de vedere chimic; (3) să aibă numărul de masă apropiat de unitate, pentru ca transferul de energie cinetică de la neutroni să se poată realiza printr-un număr cât mai mic de ciocniri elastice; (4) Să aibă densitate mare şi (5) secţiune eficace de absorbţie a neutronilor cât mai mică.

Astfel, carbonul sub formă de grafit satisface condiţiile (1), (2), (4) şi (5). Faptul că are numărul de masă mai mare decât unu se compensează mărind cantitatea de moderator.

Apa obişnuită satisface ondiţiile (1), (2), (3) şi (4) dar protonii din apă au secţiune eficace de captură a neutronilor foarte mare dând reacţia:

$$n + p \rightarrow d + \gamma. \qquad (9.17)$$

Utilizarea apei obişnuite în reactorii cu neutroni termici cere drept combustibil uraniu îmbogăţit pentru care secţiunea eficace de fisiune este mai mare, compensând astfel pierderea de neutroni.

Apa grea (D_2O) are secţiune eficace de captură a neutronilor foarte mică dar în urma capturii apare tritiu:

$$n + d \rightarrow t + \gamma. \qquad (9.18)$$

Acesta este radioactiv şi, ca urmare, nociv pentru sistemul biologic. Obţinerea apei grele este costisitoare. Ea se foloseşte ca moderator în reactorii cu uraniu natural.

Din punctul de vedere al *ansamblului combustibil-moderator*, reactorii se împart în *heterogeni*, când moderatorul şi combustibilul sunt separaţi, şi *omogeni* când moderatorul şi combustibilul sunt amestecaţi.

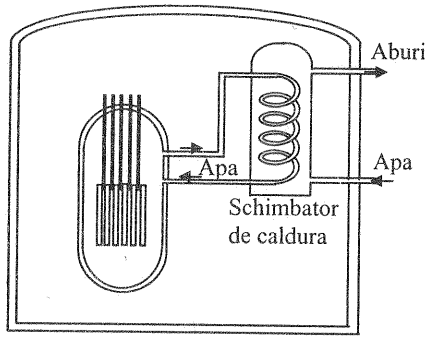


Fig. 9.9

Agentul de răcire poate fi un gaz (aer, bioxid de carbon, heliu), apă, alte lichide sau chiar metale lichide ce au o capacitate calorică mare. Vaporii de apă au capacitatea calorică cea mai mică şi, prin urmare, apa trebuie menţinută sub presiune mare (de ordinul a 100 atmosfere) pentru a rămâne tot timpul în stare lichidă mult deasupra punctului de fierbere.

Pe baza celor discutate mai sus, putem analiza câteva dintre cele mai des utilizate sisteme de reactori de fisiune. Schema de principiu a unui reactor răcit cu apă obişnuită, sub presiune, este indicată în Fig.9.9.

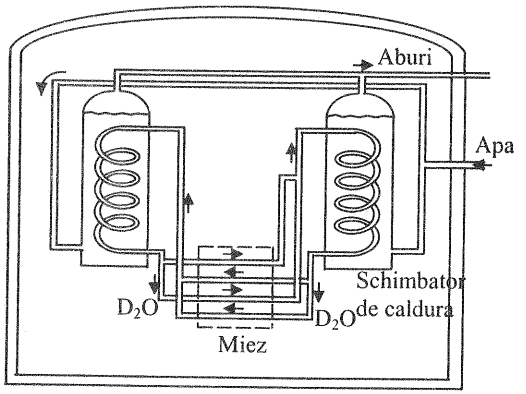


Fig. 9.10

Inima reactorului constă dintr-un număr de bare ce conţin pastile de oxid uraniu învelite cu un metal (aliaj de zirconiu sau oţel). Bare de control din cadmiu pot fi introduse în inima reactorului pentru a absorbi neutroni şi a menţine puterea la un nivel constant. Barele de control se fac din cadmiu deoarece secţiunea eficace de captură radiativă a neutronilor pe izotopul ^{113}Cd este foarte mare. Apa este utilizată atât ca moderator cât şi ca agent de răcire. Circulând prin inima reactorului, apa poate deveni uşor radioactivă datorită unei mici fracţiuni de ^{18}O ce prezintă o foarte mică secţiune eficace de

captură a neutronilor. Pentru a împiedica contaminarea radioactivă a vaporilor utilizaţi pentru generarea energiei electrice, se utilizează două circuite separate pentru apă, între care se face un schimb de căldură. După cum am discutat mai sus, reactorii ce utilizează ca moderator apa obişnuită trebuie să folosească drept combustibil uraniu îmbogăţit. Procentajul tipic de îmbogăţire este de 2-3% ^{235}U.

În ţara noastră, la Centrala nucleară de la Cernavodă funcţionează un reactor de tip CANDU (Canadian Deuterium - Uranium). Acesta foloseşte drept combustibil uraniu natural iar ca moderator apa grea sub presiune (aproximativ 1 MPa). Apa grea foloseşte şi ca agent de răcire în sistemul primar. Căldura transportată de aceasta este transferată apei obişnuite în schimbătorul de căldură. Această căldură produce aburi ce antrenează turbina. Schema de principiu a unui astfel de reactor este indicată în Fig. 9.10.

Reactorul cu neutroni rapizi

Un astfel de reactor are avantajul de a utiliza drept combustibil uraniu natural. Dar uraniul natural conţine în proporţie de peste 99% izotopul ^{238}U ce are o secţiune eficace de captură a neutronilor foarte mare iar secţiunea eficace de fisiune este mică. Din aceste motive, pentru a genera aceeaşi putere ca un ractor cu neutroni termici, este necesar de aproximativ 100 de ori mai mult

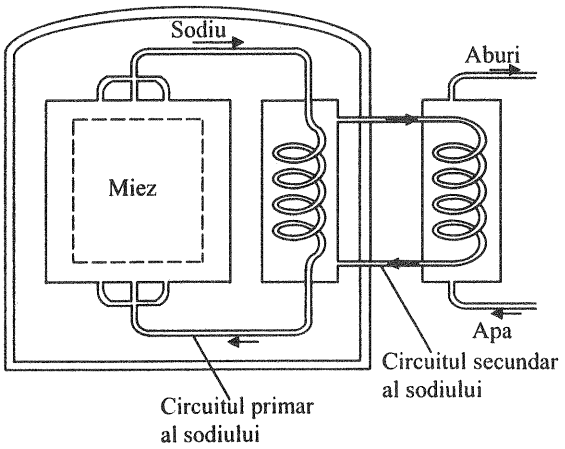


Fig. 9.11

combustibil. Masa critică în acest caz este mult mai mare. Pe de altă parte, un astfel de reactor nu necesită moderator şi, chiar dacă conţine mai mult combustibil, inima lui este mult mai mică decât a unui reactor cu neutroni

termici. Aşa după cum am menţionat mai sus, secţiunea eficace mare a procesului de captură radiativă face ca aceşti reactori să fie regeneratori. Puterea specifică generată împreună cu un coeficient mare de regenerare a combustibilului nuclear şi timpul în care combustibilul este procesat în reactor determină un parametru important în practică numit *timpul de dublare a combustibilului*. Acesta reprezintă timpul necesar pentru dublarea cantităţii de combustibil conţinut în reactor. Valoarea acestuia este de aproximativ 10 ani.

Funcţionarea unui reactor cu neutroni rapizi implică mari dificultăţi. Ele se datorează densităţii extrem de mari a energiei eliberate şi absorbţiei mici a neutronilor rapizi de către barele de control.

Schema de principiu a unui reactor cu neutroni rapizi, regenerator, răcit cu sodiu lichid este ilustrată în Fig.9.11. Agentul de răcire nu trebuie să încetinească neutronii. Inima reactorului poate să conţină ^{235}U şi ^{239}Pu şi este înconjurată de o pătură ^{238}U care va fi convertit în material fisionabil. Sistemul necesită un schimbător de căldură în plus pentru a preveni sodiul să vină în contact dirct cu apa deoarece formează un amestec exploziv. În acelaşi timp sodiul este puternic radioactiv.

9.3. Fuziunea nucleară

Fuziunea nucleară reprezintă fenomenul de unire a două nuclee într-un alt nucleu mai greu. Analizând dependenţa energiei de legătură per nucleon de numărul de masă, se constată că acest proces se face cu eliberare de energie (deci este exoenergetic) în cazul unui mare număr de nuclee uşoare. Energia eliberată se poate calcula, ca şi în cazul fisiunii, din diferenţa maselor sau a energiilor de legătură a nucleelor care fuzionează şi a nucleului obţinut în urma acestui proces. Astfel, dacă scriem simbolic reacţia de fuziune sub forma:

$$X_1(Z_1, A_1) + X_2(Z_2, A_2) \rightarrow X_3(Z_3, A_3) \qquad (9.19)$$

energia de reacţie va fi:

$$Q = [(M_1 + M_2) - M_3]\, c^2 \quad \text{sau} \quad Q = E_{leg3} - (E_{leg1} + E_{leg2}) \qquad (9.20)$$

Pentru ca fuziunea să aibă loc, este necear ca cele două nuclee să se apropie la distanţa la care acţionează forţele specific nucleare. Cum cele două nuclee posedă sarcină electrică + Ze, între ele se exercită forţe de repulsie electrostatică. Deci, pentru ca ele să se apropie până la distanţa la care acţionează forţele nucleare atractive, trebuie să posede o energie cinetică care să depăşească bariera coulombiană (de aproximativ 0,3 MeV). Dacă se ia în considerare

efectul tunel, reacţiile de fuziune ar trebui să se producă, cu o probabilitate mică dar diferită de zero, şi pentru energii cinetice relative mult mai mici.

9.3.1. Reacţii de fuziune

Există multe reacţii între elementele uşoare în care se eliberează energie dar, în câteva dintre acestea, se eliberează o cantitate importantă de energie iar secţiunea eficace de fuziune este suficient de mare pentru valori rezonabile ale energiei cinetice relative a nucleelor. Aceste reacţii sunt indicate în tabelul 9.2.

Tabelul 9.2

Reacţia de fuziune	Energia totală eliberată (MeV)	Energia preluată de particulele încărcate (MeV)
$^{2}_{1}D + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{3}_{2}He(0{,}82MeV) + {}^{1}_{0}n(2{,}45MeV)$	3,27	0,82
$^{2}_{1}D + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{3}_{1}T(1{,}01MeV) + {}^{1}_{1}p(3{,}03MeV)$	4,04	4,04
$^{2}_{1}D + {}^{3}_{1}T \rightarrow {}^{4}_{2}He(3{,}52MeV) + {}^{1}_{0}n(14{,}06MeV)$	17,58	3,52
$^{2}_{1}D + {}^{3}_{2}He \rightarrow {}^{4}_{2}He(3{,}6MeV) + {}^{1}_{1}p(14{,}67MeV)$	18,34	18,34
$^{3}_{1}T + {}^{3}_{1}T \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{1}_{0}n + {}^{1}_{0}n$	11,32	

În paranteze sunt indicate energiile preluate de către particulele respective iar în ultimele două coloane este dată energia totală eliberată, respectiv energia preluată de particulele încărcate rezultate din reacţie. Cele două canale de reacţie dintre nucleele de deuteriu se realizează cu probabilităţi egale.

Distribuţia energiei de reacţie între produşii de reacţie se poate estima presupunând că nucleele care fuzionează se află în repaus. În aceste condiţii, din conservarea impulsului rezultă:

$$m_1 v_1 = m_2 v_2, \qquad (9.21)$$

unde m_1 şi m_2 sunt masele celor doi produşi de reacţie iar v_1 şi v_2 sunt vitezele corespunzătoare. Ridicând la pătrat membru cu membru şi împărţind apoi prin doi se obţine:

$$m_1\left(\frac{m_1 v_1^2}{2}\right) = m_2\left(\frac{m_2 v_2^2}{2}\right) \qquad sau \qquad m_1 E_1 = m_2 E_2 \tag{9. 22}$$

unde E_1 și E_2 sunt energiile cinetice corespunzătoare. Dar:

$$E_1 + E_2 = Q \tag{9.23 }$$

Înmulțind ultima relație cu m_1 obținem:

$$m_1 E_1 + m_1 E_2 = m_1 Q \tag{9. 24}$$

Scăzând, membru cu membru, (9.22) din (9.24) se obține:

$$E_2(m_1 + m_2) = m_1 Q$$

de unde:

$$E_{\#2}^{\prime} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} Q \tag{9.25}$$

Repetând operațiile, după înmulțirea ecuației (9.23) cu m_2, se obține:

$$E_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} Q \tag{9.26}$$

Din (9.25) și (9.26) se constată că distribuția energiilor pe cei doi produși de reacție se face conform relației:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{m_2}{m_1}. \tag{9.27}$$

9.3.2. Secțiunea eficace a reacțiilor de fuziune

Determinarea experimentală a secțiunii eficace a reacției de fuziune nucleară s-a făcut bombardând o țintă de deuteriu, tritiu sau heliu cu un fascicul monoenergetic de deuteroni sau tritoni. Variind energia fasciculului incident, s-a obținut dependența secțiunii eficace a reacțiilor de fuziune de energia deuteronilor proiectil, indicată în Fig.9.12. Se observă că secțiunea eficace a reacției dintre deuteriu și tritiu (D-T) prezintă un maxim pentru E_D=110 KeV indicând un fenomen de rezonanță pentru această energie. La energii ale deuteronilor mai mici de 110 KeV, secțiunea eficace a reacției D-T este de aproximativ o sută de ori mai mare decât a celor două reacții D-D. În același domeniu de energie, secțiunea eficace a reacției D-^{3}He este mult mai mică decât cea corespunzătoare reacțiilor D-D și D-T, dar ea crește cu creșterea energiei

deuteronului depășind valoarea secțiunii eficace a reacției D-D la energii mai mari de 120 KeV și prezintă un maxim la aproximativ 400 KeV.

Nucleele proiectil ajunse pe țintă pot fi împrăștiate coulombian de către nucleele țintei. Secțiunea eficace a împrăștierii coulombiene depinde de energia cinetică a deuteronilor conform relației:

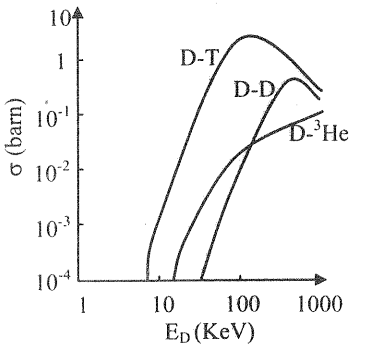


Fig. 9.12

$$\sigma_c = 6 \cdot 10^{-19} E^{-2} cm^2 \tag{9.28}$$

unde E este energia cinetică a particulei proiectil (ținta se consideră în repaus) exprimată în KeV. Să considerăm cazul unei ținte din tritiu bombardată cu nuclee de deuteriu având energia de 100 KeV. La această energie, conform graficului din Fig.9.12, secțiunea eficace de fuziune este de aproximativ 6 barn iar secțiunea eficace de împrăștiere coulombiană neelastică, calculată după formula (9.28) este:

$$\sigma_c = 6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-4} cm^2 = 6 \cdot 10^{-23} cm^2 = 60\ barn$$

Se constată că σ_c este cu un ordin de mărime mai mare decât secțiunea eficace de fuziune la aceeași energie de 100 KeV a deuteronilor. Această diferență se menține și pentru alte energii ale deuteronilor. Prin urmare, într-un sistem D-D sau D-T vor fi mult mai multe ciocniri coulombiene neelastice decât reacții de fuziune.

Reacția de fuziune constituie o sursă de energie. Utilizarea energiei de fuziune presupune realizarea unui număr mare de astfel de reacții într-un timp scurt. Având în vedere cele discutate mai sus, probabilitatea realizării fuziunii poate fi mărită dacă se mărește numărul de ciocniri dintre cele două nuclee (proiectil și țintă). Acest lucru se poate realiza într-un gaz fierbinte (KT ≈ KeV) de deuteriu sau deuteriu amestecat cu tritiu. Particulele acestui gaz – nucleele – trbuie să se poată ciocni în mod repetat. Un astfel de gaz în care energia cinetică medie a particulelor este mai mare de 10 KeV, deci complet ionizat, reprezintă o *plasmă fierbinte*. Reacția de fuziune realizată în acest fel se numește *fuziune termonucleară.*

9.3.3 Reacţii autoîntreţinute

Pentru ca un sistem să fie generator de energie, este necesar ca energia eliberată în urma reacţiilor nucleare să fie mai mare decât energia pierdută din sistem prin diferite procese. Să analizăm condiţiile în care acest lucru este posibil. Vom calcula mai întâi densitatea de putere generată în plasmă prin reacţiile de fuziune. Aceasta este dată de produsul dintre energia eliberată într-un singur proces de reacţia, Q_R, şi numărul de reacţii care au loc în unitatea de volum în unitatea de timp (viteza de reacţie sau rata de reacţie) R. Pentru a evalua viteza de reacţie a două specii nucleare, să presupunem că nucleele din prima specie formează o reţea în repaus. Printre nucleele din această reţea se mişcă în mod întâmplător şi cu viteză constantă, v cm/s, nucleele de specia a doua. Fie $\sigma[cm^2]$ secţiunea eficace a reacţiei de fuziune corespunzătoare vitezei relative v. Secţiunea eficace corespunătoare tuturor celor n_1 nuclee din unitatea de volum, ($1cm^3$) va fi $n_1\sigma$. Produsul $n_1\sigma$ nuclee/cm reprezintă de fapt numărul de nuclee de prima specie (ţintă) cu care va interacţiona fiecare nucleu din specia a doua (proiectil) atunci când străbate o distanţă de 1 cm. În unitatea de timp, nucleele de specia a doua, existente în 1 cm^3, vor străbate distanţa totală n_2v nuclee/(cm^2.s). Astfel, numărul de reacţii din unitatea de timp în unitatea de volum, va fi:

$$R_{12} = n_1 n_2 \sigma v \text{ interactiuni}/\left(\text{cm}^3 \cdot \text{s}\right) \tag{9.29}$$

Dacă reacţia se produce între nuclee de aceeaşi specie, cum ar fi doi deuteroni, atunci $n_1 = n_2$ iar viteza de reacţie se scrie:

$$R_{11} = \frac{1}{2} n^2 \sigma v \text{ interactiuni}/\left(\text{cm}^3 \cdot \text{s}\right) \tag{9.30}$$

unde n este numărul total de nuclee existente în unitatea de volum. Factorul 1/2 se introduce pentru a nu socoti fiecare interacţiune între nucleele identice de două ori.

Dar într-un gaz, vitezele relative au o distribuţie Maxwell:

$$dn = 4\pi n \left(\frac{M}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2kT}\right) v^2 dv, \tag{9.31}$$

unde M este masa redusă a celor două nuclee ce interacţionează. Ca urmare, în relaţiile (9.29) şi (9.30), care au fost scrise în ipoteza că vitezele tuturor nucleelor sunt aceleaşi, va trebui să utilizăm o valoare medie. Deoarece secţiunea eficace de reacţie este funcţie de viteza v se va lua valoarea medie a produsului σv:

$$<\sigma v> = \frac{\int_0^\infty \sigma v dn}{\int_0^\infty dn} = \frac{\int_0^\infty \sigma v \left[\exp\left(-\frac{Mv^2}{2kT}\right)\right] v^2 dv}{\int_0^\infty \exp\left(-\frac{Mv^2}{2kT}\right) v^2 dv} \tag{9.32}$$

Integrala de la numitor este:

$$\int_0^\infty e^{-\frac{Mv^2}{2kT}} v^2 dv = \left(\frac{2kT}{M}\right)^{3/2} \cdot \frac{\pi^{1/2}}{4}$$

Astfel

$$<\sigma v> = \frac{4}{\pi^{1/2}} \left(\frac{M}{2k \quad T}\right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma e^{-\frac{Mv^2}{2kT}} v^3 dv \tag{9.33}$$

Este mai convenabil de a exprima $<\sigma v>$ în funcţie de energia cinetică. Considerând ţinta în repaus şi energia cinetică a proiectilului $E = mv^2/2$, rezultă $v = (2E/m)^{1/2}$. Atunci:

$$v^3 dv = v^2 \frac{dv^2}{2} = \frac{2E}{m} \cdot \frac{dE}{m} = \frac{2E}{m^2} dE \tag{9.34}$$

Introducând (9.34) în (9.33) se obţine:

$$<\sigma v> = \frac{8}{\pi^{1/2}} \left(\frac{M}{2kT}\right)^{3/2} \cdot \frac{1}{m^2} \int_0^\infty e^{-\frac{ME}{mkT}} \sigma E dE \tag{9.35}$$

Se constată că $<\sigma v>$ depinde de energia cinetică a nucleelor care se ciocnesc, deci de temperatură. Această dependenţă este indicată în Fig.9.13, unde temperatura cinetică este exprimată în KeV iar $<\sigma v>$ în cm^3/s. Din grafic se observă că, pentru reacţia de fuziune D-T, mărimea $<\sigma v>$ şi, prin urmare, şi viteza de reacţie prezintă un maxim la aproximativ 60 KeV, deci la aproximativ 10^9 K.

După cum am menţionat mai sus, densitatea de putere emisă în urma reacţiilor, este:

$$P = RQ_R \tag{9.36}$$

Deci, pentru o plasmă fierbinte de deuteriu:

$$P_{DD} = \frac{1}{2} n_D^2 <\sigma v> Q_R, \tag{9.37}$$

iar pentru o plasmă fierbinte deuteriu-tritiu:

$$P_{DT} = n_D n_T < \sigma v > Q_R . \qquad (9.38)$$

Rezultă, că la o temperatură dată (deci pentru o anumită valoare a lui < σv >) densitatea de putere este funcție liniară de densitatea de deuteroni (Fig.9.14).
Luând valorile lui <σv> de pe graficele din Fig.9.13 și valorile lui Q_R din tabelul 9.2, se pot evalua energiile eliberate în unitatea de timp, în unitatea de

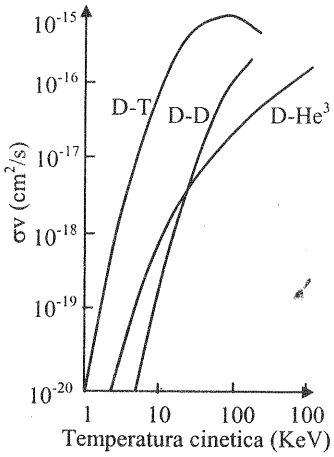


Fig. 9.13

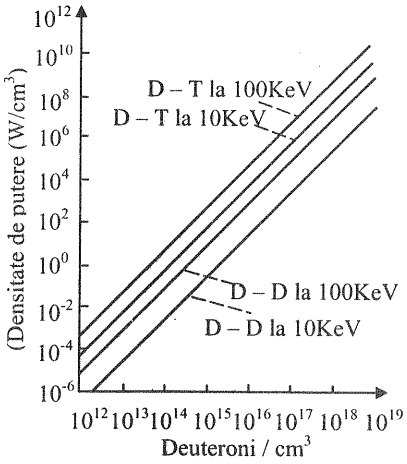


Fig. 9.14

volum, într-o plasmă fierbinte de deuteriu, respectiv deuteriu-tritiu. Având în vedere că fuziunea între două nuclee de deuteriu se realizează pe două canale de reacție cu probabilități egale, energia medie eliberată într-un astfel de proces de fuziune este:

$$< Q_R >_{(D-D)} = \frac{1}{2}(3{,}27 + 4{,}04) = 3{,}66 MeV .$$

Energia eliberată într-un singur proces de fuziune D-T este:

$$Q_R(D-T) = 17{,}58 MeV .$$

Pentru energiile de 10 KeV şI 100 KeV, din Fig.9.13 rezultă următoarele valori pentru <σv>:

pentru reacția D-D
$$\begin{cases} < \sigma v > (10KeV) = 8{,}5 \cdot 10^{-19}\ cm^3/s \\ < \sigma v > (100KeV) = 3{,}1 \cdot 10^{-17}\ cm^3/s \end{cases}$$

pentru reacția D-T
$$\begin{cases} < \sigma v > (10KeV) = 1{,}1 \cdot 10^{-16}\ cm^3/s \\ < \sigma v > (100KeV) = 8 \cdot 10^{-16}\ cm^3/s \end{cases}$$

Astfel, pentru densitatea de putere, se obțin expresiile:

$$P_{DD}(10KeV) = 3{,}66.1{,}66.10^{-13} \cdot 8{,}5.10^{-19} \cdot \frac{1}{2} n_D^2 = 2{,}5.10^{-31} n_D^2 \frac{Watt}{cm^3}$$

$$P_{DD}(100KeV) = 3{,}66.1{,}6.10^{-13} \cdot 3{,}10^{-17} \cdot \frac{1}{2} n_D^2 = 9{,}10^{-30} n_D^2 \frac{Watt}{cm^3}$$

$$P_{DT}(10KeV) = 17{,}58.1{,}6.10^{-13} \cdot 1{,}1.10^{-16} n_D n_T = 3{,}09.10^{-28} n_D n_T \frac{Watt}{cm^3}$$

$$P_{DT}(100KeV) = 17{,}58.1{,}6.10^{-13} \cdot 8.10^{-16} n_D n_T = 22{,}55.10^{-27} n_D n_T \frac{Watt}{cm^3}$$

Se constată că, la aceeași valoare a temperaturii, densitatea de putere eliberată în reacția D-T este cu aproximativ trei ordine de mărime mai mare decât cea eliberată în reacția D-D. De asemenea rezultă că, pentru a realiza o densitate de putere mare, este necesară o concentrație mare de nuclee. De exemplu, pentru 100 watt/cm³ este necesară o concentrație de 10^{14} nuclee/cm³ pentru reacția D-T și 10^{16} nuclee/cm³ pentru reacția D-D.

O parte din energia eliberată în reacțiile de fuziune se pierde din sistem prin diferite procese cum ar fi:

1. radiația de frânare (bremsstrahlung),
2. radiație ciclotron sau sincrociclotron,
3. ciocniri cu schimb de sarcină,
4. conductibilitate termică,
5. difuzie.

Dintre toate acestea pierderea de energie prin radiație de frânare este cea mai importantă. Din această cauză vom analiza pe scurt contribuția acesteia.

9.3.4. Pierderi de energie din reactor

Radiația de frânare. La temperaturi cinetice egale sau mai mari de 1KeV, atomii sunt deposedați de electronii lor orbitali, materia găsindu-se într-o stare complet ionizată constând din nuclee încărcate pozitiv și un număr echivalent de electroni (deci într-o stare de plasmă complet ionizată). Dintr-o astfel de plasmă, energia va fi inevitabil pierdută sub formă de radiație de frânare a electronilor în câmpul nucleelor și a electronilor în câmpul celorlalți electroni. O evaluare suficient de corectă pentru aceasta poate fi obținută plecând de la expresia energiei radiate de un electron accelerat, în unitatea de timp [6, 46]:

$$P_e = \frac{2e^2}{3c^3}a^2 \qquad (9.39)$$

unde a este acceleraţia, e este sarcina electronului, c este viteza luminii. Să presupunem că un electron trece la distanţa b de un nucleu în repaus cu sarcina Ze. Forţa coulombiană ce se exercită între cele două particule încărcate este

$$F_c = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Ze^2}{b^2}.$$

unde b este parametrul de ciocnire. Dacă m_e este masa electronului, acceleraţia lui va fi:

$$a = \frac{F}{m_e} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Ze^2}{m_e}\cdot\frac{1}{b^2} \qquad (9.40)$$

Cu această expresie a acceleraţiei, puterea radiată devine:

$$P_e = \frac{2}{3}\cdot\frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\cdot\frac{Z^2e^6}{m_e^2c^3}\cdot\frac{1}{b^4} \qquad (9.41)$$

Considerând că interacţiunea este eficientă pe o lungime medie de parcurs a electronului egală cu $2b$ (ca şi la procesele de excitare -ionizare), atunci timpul de accelerare al electronului ce are o viteză v, este $2b/v$. Presupunând acceleraţia constantă în acest interval de timp, energia totală radiată la trecerea electronului la distanţa b de nucleu este:

$$E_e \cong \frac{2}{3}\cdot\frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\cdot\frac{Z^2e^6}{m_e^2c^2}\cdot\frac{1}{b^4}\cdot\frac{2b}{v} = \frac{4}{3}\cdot\frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\cdot\frac{Z^2e^6}{m_e^2c^3vb^3} \qquad (9.42)$$

Pentru a obţine pierderea de energie în unitatea de timp pentru toate interacţiunile nucleu-electron la parametrul de şoc b, vom înmulţi (9.42) cu numărul de nuclee n_N şi numărul de electroni n_e din unitatea de volum precum şi cu distanţa totală parcursă de electroni din unitatea de volum. Dacă distanţa parcursă de fiecare electron în unitatea de timp este v, iar în unitatea de volum sunt n_e electroni, atunci distanţa totală parcursă în unitatea de timp de toţi electronii din unitatea de volum este egală cu $n_e \cdot v$ iar numărul de interacţiuni corespunzătoare va fi $n_e\, v\, n_N$. Dar interacţiunile au loc pentru diverse valori ale parametrului de şoc b cuprinse între un b_{min} şi infinit. Pentru a lua în considerare acest lucru, se înmulţeşte (9.42) cu 2πbdb (aria unei coroane circulare de rază b şi grosime db având în centru nucleul cu care se produce interacţiunea) şi se integrează de la b_{min} la infinit. Se obţine:

$$P_{rf} = 2\pi\frac{4}{3}\frac{Z^2e^6n_en_N}{(4\pi\varepsilon_0)^2m_e^2c^3}\int_{b_{min}}^{\infty}\frac{bdb}{b^3} = \frac{8\pi Z^2e^6n_en_N}{(4\pi\varepsilon_0)^2 3m_e^2c^3b_{\min}} \qquad (9.43)$$

Valoarea minimă a parametrului de ciocnire se poate evalua cu ajutorul principiului de incertitudine:

$$b_{\min}\cdot m_e v = \hbar; \qquad b_{\min} \cong \frac{h}{2\pi m_e v} \qquad (9.44)$$

Admiţând o distribuţie maxwelliană a vitezei electronilor putem scrie:

$$\frac{1}{2}m_e v^2 = \frac{3}{2}kT_e; \qquad v = \sqrt{\frac{3kT_e}{m_e}},$$

T_e fiind temperatura cinetică a electronilor. Expresia lui b_{min} devine:

$$b_{\min} \cong \frac{h}{2\pi(3kT_em_e)^{1/2}}$$

Cu această expresie a lui b_{min} puterea radiată sub formă de unde electromagnetice devine:

$$P_{rf} \cong \frac{1}{3^{1/2}\varepsilon_0}\frac{(kT_e)^{1/2}e^6}{m_e^{3/2}c^3h}n_en_NZ^2 \qquad (9.45)$$

Dacă sunt mai multe specii de nuclee, atunci n_NZ^2 se înlocuieşte cu $\sum(n_NZ^2)$, suma efectuându-se după toate speciile de nuclee prezente în plasmă. O tratare cuanto-mecanică riguroasă a problemei radiaţiei de frânare conduce la aceeaşi expresie înmulţită cu un factor care diferă puţin de unitate, aşa că pentru P_{rf} se obţine valoarea

$$P_{rf} = 5{,}35\cdot10^{-31}n_e\sum(n_NZ^2)\cdot T_e^{1/2}\ watt/cm^3, \qquad (9.46)$$

unde T_e este exprimat în KeV.

Pentru o plasmă constând numai din izotopi ai hidrogenului $Z=1$, $n_N=n_e$ şi, ca urmare, $n_e\sum(n_NZ^2)$ se poate înlocui cu n^2, n fiind densitatea de particule, electroni sau nuclee, din plasmă. Astfel, pentru un sistem format numai din deuteriu

$$P_{rf}(DD) = 5{,}35\cdot10^{-31}n_D^2T_e^{1/2}\ watt/cm^3. \qquad (9.47)$$

Pentru un amestec de 50% deuteriu şi 50% tritiu, n^2 este $4n_Dn_T$ $\left(\frac{n}{2}\cdot\frac{n}{2} = n_Dn_T\right)$ şi

$$P_{(rf)}(DT) = 2{,}14\cdot10^{-30}n_Dn_TT_e^{1/2}\quad watt/cm^3. \qquad (9.48)$$

Dacă se compară expresiile (9.46) cu (9.47) şi (9.48), sau se reprezintă grafic dependenţa densităţii de putere în funcţie de temperatura cinetică (Fig.9.15), se

constată că energia eliberată în reacţiile de fuziune va depăşi pierderea de energie prin radiaţie de frânare numai la o temperatură T_e mai mare de 5 KeV, în cazul fuziunii D-T, şi mai mari de 40 KeV, în cazul fuziunii D-D. Intersecţia curbelor respective având loc la 4 KeV şi respectiv 36 KeV. Valorile corespunzătoare ale temperaturii poartă numele de *temperatură ideală de aprindere*. Ele sunt de $4{,}6\cdot10^7$ K în primul caz şi de $4{,}1\cdot10^8$ K în al doilea caz.

Temperatura minimă de lucru pentru un reactor termonuclear autoîntreţinut este aceea pentru care energia depozitată în interiorul sistemului, datorită procesului de fuziune, depăşeşte puţin energia pierdută din sistem prin radiaţie de frânare. La temperaturi mai mici decât valorile ideale de aprindere, radiaţia de frânare depăşeşte rata depozitării energiei termonucleare de către particulele încărcate în sistemul reactiv.

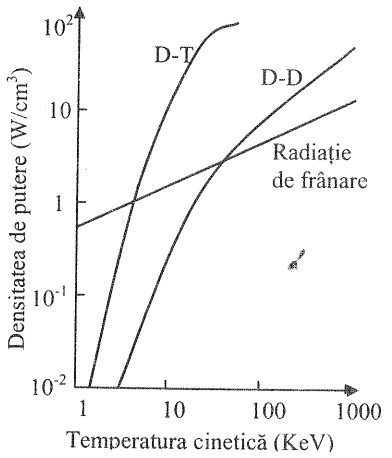


Fig. 9.15

Conform relaţiei (9.46), puterea emisă sub formă de radiaţie de frânare creşte cu pătratul numărului de ordine al nucleelor. Într-un reactor real, în urma reacţiilor de fuziune, apar nuclee de He şi ca urmare, va trebui să luăm în considerare şi radiaţia de frânare a electronilor în câmpul nucleelor de He care este mai mare decât radiaţia de frânare electron - nucleu de hidrogen. (la aceeaşi densitate $P_{rf}^{He} = 4P_{rf}^{D}$, dar densitatea nucleelor respective diferă foarte mult $n_D >> n_{He}$).

Tot datorită dependenţei radiaţiei de frânare de Z^2, trebuie luat în considerare şi efectul impurităţilor asupra pierderii de energie din plasmă. Prezenţa impurităţilor cu număr atomic mediu sau mare într-un sistem termonuclear va creşte pierderea de energie şi ca urmare va trebui crescută şi temperatura cinetică minimă la care se va obţine un câştig net de energie. Dacă se consideră un amestec complet ionizat conţinând n_1 nuclee/cm^3 izotopi ai hidrogenului ($Z = 1$) şi n_Z nuclee/cm^3 impurităţi cu numărul atomic Z, densitatea de electroni va fi $(n_1 + n_Z Z)/cm^3$ iar factorul $n_e\sum\left(n_N Z^2\right)$ din relaţia (9.46)

devine $(n_1 + n_Z Z)(n_1 + n_Z Z^2)$. În absenţa impurităţilor, factorul respectiv este n_1^2. Raportul pierderilor în cele două cazuri va fi dat de:

$$\frac{\text{Pierderea de putere in prezenta impuritatilor}}{\text{Pierderea de putere in lipsa impuritatilor}} = \frac{(n_1 + n_Z Z)(n_1 + n_Z Z^2)}{n_1^2} =$$

$$= \frac{n_1^2 + n_1 n_Z Z + n_1 n_Z Z^2 + n_Z^2 Z^3}{n_1^2} = 1 + \frac{n_Z}{n_1} Z(Z+1) + \left(\frac{n_Z}{n_1}\right)^2 Z^3 \qquad (9.49)$$

$$= 1 + fZ(Z+1) + f^2 Z^3$$

În această formulă, $f = n_2/n_1$ reprezintă fracţiunea atomilor de impuritate. Dacă presupunem prezenţa impurităţilor de oxigen ($Z = 8$) în procentaj de 1% , adică f = 0,001, raportul de mai sus are valoarea 1,77. Deci prezenţa unui singur procent de impurităţi de oxigen va mări pierderea de energie prin radiaţie de frânare cu 77% ceea ce în cazul reacţiei D-D va mări temperatura de aprindere de la 36 KeV la 80 KeV, iar pentru D-T de la 4 KeV la 5,5 KeV. Pentru impurităţi cu număr atomic mare, temperatura ideală de aprindere va fi şi mai mare. De aici se ajunge la concluzia că într-un reactor termonuclear, trebuie riguros excluse impurităţile cu număr atomic mediu sau mare.

La temperetura înaltă ce va exista într-un reactor termonuclear va deveni importantă şi pierderea de energie sub formă de radiaţie de frânare a unui electron în câmpul altui electron. De exemplu, la T_e = 25 KeV, raportul energiilor emise sub formă de radiaţie de frânare eletron-electron şi electron-nucleu este de 0,06, la T_e = 50 KeV acest raport are valoarea 0,13, iar la T_e = 100 KeV el este 0,34.

Totuşi, trebuie menţionat faptul că energia emisă sub formă de radiaţie de frânare nu va fi pierdută complet pentru sistemul reactiv. Lungimile de undă corespunzătoare maximelor radiaţiei emise sunt în domeniul UV sau X, radiaţii care sunt uşor absorbite. Astfel, o mare parte din această radiaţie va fi depozitată în sistem sub formă de căldură şi numai o mică parte va scăpa din sistem. Acest lucru se are în vedere când se consideră bilanţul energetic într-un reactor termonuclear.

9.3.5. Echilibrul energetic în plasma termonucleară

Pe baza discuţiilor de mai sus să stabilim condiţiile de funcţionare a unui reactor de fuziune. Pentru aceasta, să considerăm un ciclu ideal, într-un sistem pulsant. Să presupunem că, în reactor, combustibilul a fost încălzit foarte rapid până la temperatura cinetică T; această temperatură este menţinută un timp

τ pentru a permite producerea reacţiilor termonucleare. Dacă densitatea gazului combustibil este n atomi/cm^3, plasma izotopilor de hidrogen complet ionizaţi va conţine $2n$ partic./cm^3. Presupunând o distribuţie Maxwell, energia medie per particulă va fi $3KT/2$ şi astfel energia necesară pentru ridicarea temperaturii combustibilului la valoarea cerută este $(3/2)(n_N + n_e)\,KT = 3\,n_eKT$ pe cm^3 (se neglijează energiile de disociere şi ionizare, iar temperatura iniţială se consideră foarte mică în raport cu cea necesară reacţiei termonucleare). Particulele din plasmă vor fi confinate un timp τ (durata unui ciclu), timp în care, datorită radiaţiei de frânare, plasma se va răci. Pentru a menţine plasma la temperatura de fuziune T va trebui să se furnizeze, în mod continuu, sistemului o cantitate de energie care să compenseze pierderile prin radiaţie de frânare, adică $P_{rf}\tau$. Astfel, energia furnizată plasmei va fi:

$$E_i = 3nKT + \tau P_{rf} \tag{9.50}$$

Energia radiată de plasmă este absorbită de pereţi. Densitatea de energie eliberată în procesele de fuziune care au loc în timpul de confinare, τP_{tN}, este şi ea absorbită de pereţi până la sfârşitul timpului de confinare. Astfel, după un ciclu complet, energia absorbită de pereţi este:

$$E_p = \tau P_{tN} + \tau P_{rf} + 3nKT\,. \tag{9.51}$$

Lawson a presupus că energia absorbită de perete, deci disponibilă după realizarea reacţiilor de fuziune în timpul de confinare τ, poate fi transformată, cu o eficacitate η, în energie electrică, mecanică sau chimică care să egaleze cantitatea de energie necesară pentru repetarea ciclului. Aceasta conduce la *criteriul lui Lawson*

$$\eta E_p = E_i\,. \tag{9.52}$$

Dacă $\eta E_p > E_i$, sistemul produce mai multă energie decât consumă. În aceste condiţii se obţine:

$$\eta\left(\tau P_{tN} + \tau P_{rf} + 3nKT\right) > \tau P_{rf} + 3nKT$$

sau

$$\tau\left(\eta P_{tn} + (1-\eta)P_{rf}\right) > (1-\eta)3nKT$$

Înmulţind ambii membri cu concentraţia n se obţine:

$$n\tau > \frac{3n^2(1-\eta)KT}{\eta P_{tn} - (1-\eta)P_{rf}} \tag{9.53}$$

Relaţia (9.53) pentru $n\tau$ a fost stabilită de *Lawson* în 1957 şi poartă numele de *criteriul lui Lawson*. Ea a fost dedusă în condiţiile unui sistem cu funcţionare în impulsuri. Dacă se au în vedere expresiile puterilor deduse anterior, rezultă că

produsul dintre concentraţie şi timpul de confinare este funcţie numai de temperatură. Rezultatele experimentale confirmă o dependenţă liniară a lui $n\tau$ de T.

Într-un reactor de fuziune D-T există combustibil format din ioni de deuteriu şi de tritiu (deuteroni şi tritoni), electroni, precum şi produsele de fuziune, adică particule α şi neutroni având o anumită energie. Neutronii nefiind confinaţi, particulelor α le revine rolul de a autoîntreţine reacţia de fuziune. Ionii de deuteriu şi tritiu sunt caracterizaţi de concentraţia n_i, energia E_i corespunzătoare temperaturii T_i şi timpul de confinare τ_i. Ei sunt încălziţi prin injectarea energiei din exterior preluând puterea P_{ii} şi de către particulele α care le furnizează energia $E_{\alpha i}$. Ionii mai pot fi încălziţi sau răciţi de către electroni după cum $T_e > T_i$ sau $T_e < T_i$. Deci între electroni şi ioni are loc un schimb de energie corespunzătoare densităţii de putere P_{ei}. Dacă scapă din instalaţie, ionii duc cu ei densitatea de putere P_{pi} care va fi astfel pierdută de plasmă. Electronii sunt caracterizaţi de concentraţia $n_e = n_i = n$, energia E_e corespunzătoare temperaturii T_e şi timpul de confinare τ_e care poate fi diferit de τ_i. Ei sunt încălziţi prin injectarea energiei E_{ie} din exterior şi de asemenea de către particulele α rezultate din reacţie preluând energia $E_{\alpha e}$. Ei pierd energie prin radiaţie de frânare, P_{rf}, prin radiaţie sincrotron, P_S, iar dacă scapă din instalaţie, transportă cu ei densitatea de putere P_{pe}. Particulele α generate în reacţia de fuziune D-T au energia E_α = 3,52 MeV, preluând astfel doar 0,2 din energia eliberată în reacţie. Ele au o concentraţie mică iar timpul de confinare se consideră egal cu cel al ionilor $\tau_\alpha = \tau_i$, deşi în realitate este posibil să nu fie aşa. Este important de cunoscut în ce proporţie energia particulelor α este transmisă ionilor, respectiv electronilor, cât mai rămâne particulelor α şi care este energia pe care acestea o pot transporta în exterior în cazul când scapă din instalaţie. Calculele arată că, în condiţiile termalizării complete a particulelor α, repartizarea energiei lor pe ionii şi electronii din plasmă depinde de temperatura electronilor.

Un reactor de fuziune D-T ridică două probleme importante. În primul rând, tritiul este radioactiv $\left({}_1^3H \rightarrow {}_2^3He + \beta^- + \tilde{\nu}_e\right)$ cu timpul de înjumătăţire 12 ani, şi ca urmare trebuie manevrat cu precauţie, şi nu este abundent natural. În al doilea rând, o proporţie mare din energia eliberată în această reacţie de fuziune este preluată de neutroni care, nefiind confinaţi de câmpul magnetic, pot scăpa din reactor ducând cu ei energia corespunzătoare. Aceste două probleme pot fi unite în sensul de a utiliza neutronii rezultaţi din reacţie pentru regenerarea

tritiului. Şi anume dacă se bombardează izotopul ^{6}Li cu neutroni, care se găseşte în litiul natural în proporţie de 7,4 %, poate să apară tritiu conform reacţiei:

$$^6_3Li + ^1_0n \rightarrow ^4_2He + ^3_1H + 4{,}78\ MeV .$$

Dacă se utilizează litiul natural (ce conţine ^{7}Li , în proporţie de 92,6 % şi ^{6}Li , în proporţie de 7,4 %), mai poate avea loc reacţia endoenergetică

$$^7Li + n \rightarrow ^4He + ^3H + n - 2{,}47MeV$$

care contribuie, de asemenea, la regenerarea tritiului.

Este interesant de analizat care trebuie să fie eficacitatea convertirii neutronilor în tritiu pentru a se realiza raportul dorit dintre nucleele de deuteriu şi cele de tritiu din combustibilul termonuclear al reactorului. Ştiind că cele două reacţii D-D au aceeaşi secţiune eficace, neutronii sunt produşi în jumătate din reacţiile D-D şi în toate reacţiile D-T. Cunoscând rata de realizare a acestor reacţii,

$$R_{DD} = \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v_{DD} \rangle \qquad \text{şi} \qquad R_{DT} = n_D n_T \langle \sigma v_{DT} \rangle \ cm^{-3} \cdot s$$

atunci rata formării neutronilor va fi:

$$R_{form.neutr.} = \frac{1}{4} n_D^2 \langle \sigma v_{DD} \rangle + n_D n_T \langle \sigma v_{DT} \rangle \quad cm^{-3} \cdot s \tag{9.54}$$

Să notăm cu n eficacitatea conversiei neutronilor în tritiu, adică numărul mediu de nuclee de tritiu produse, prin captarea neutronilor în nuclee de ^6_3Li, pentru fiecare neutron eliberat în reacţia termonucleară. n va fi totdeauna subunitar deoarece o parte din neutroni vor scăpa în mod inevitabil şi nu vor fi captaţi în ^6_3Li. În aceste condiţii, rata formării tritiului va fi:

$$R_{formareT} = n n_D \left(\frac{1}{4} n_D < \sigma v_{DD} > + n_T < \sigma v_{DT} > \right) cm^{-3} \cdot s . \tag{9.55}$$

Deoarece în fiecare reacţie D-T se consumă un nucleu de tritiu iar în jumătate din reacţiile D-D se generează un nucleu de tritiu, rezultă pentru rata de consum a tritiului relaţia:

$$\begin{aligned} R_{consumT} &= n_D n_T < \sigma v_{DT} > - \frac{1}{4} n_D^2 < \sigma v_{DD} > = \\ &= n_D \left(n_T < \sigma v_{DT} > - \frac{1}{4} n_D < \sigma v_{DD} > \right) \quad cm^{-3} \cdot s. \end{aligned} \tag{9.56}$$

Dacă tritiul generat prin captarea neutronilor de către ^{6}Li se întoarce în întregime în gazul combustibil şi nu se foloseşte o altă sursă exterioară de tritiu atunci, pentru obţinerea echilibrului, rata de formare şi rata de consum trebuie să fie egale. Deci:

$$n\left[\frac{1}{4} n_D < \sigma v_{DD} > + n_T < \sigma v_{DT} > \right] = n_T < \sigma v_{DT} > - \frac{1}{4} n_D < \sigma v_{DD} >$$

sau

$$\frac{1}{4} n_D (n+1) < \sigma v_{DD} > = n_T (1-n) < \sigma v_{DT} >$$

de unde

$$\frac{n_T}{n_D} = \frac{1+n}{1-n} \cdot \frac{< \sigma v_{DD} >}{< \sigma v_{DT} >} \tag{9.57}$$

Valorile lui $<\sigma v>$ se cunosc pentru diferite valori ale temperaturii şi atunci se poate calcula n_T / n_D pentru diferite eficacităţi de convertire a neutronilor în tritiu. Vom considera diferite valori ale lui n, pentru temperatura cinetică de 25 KeV, conform tabelului 9.3.

Tabelul 9.3.

n	n_T/n_D	atomi de ^3H în %
0,50	0,0083	0,83
0,75	0,0175	1,72
0,90	0,0475	4,5
0,99	0,50	16,7
0,995	$\approx$ 1,0	$\approx$ 50

Din acest tabel rezultă că menţinerea unei compoziţii de 50% atomi de tritiu necesită un procentaj de convertire de 99,5 %. Aceste rezultate sunt mai puţin favorabile la temperaturi mai joase. Pentru a evita funcţionarea reactorului la temperaturi prea ridicate, trebuie să se asigure o proporţie mai mare de tritiu multiplicând neutronii rezultaţi din fuziune prin reacţii de tipul $(n, 2n)$ pe ţinte de ^9Be, ^{209}Bi sau ^{207}Pb, cum ar fi de exemplu reacţia:

$$^9_4Be + n \rightarrow \left(^{10}_4Be \right) \rightarrow n + n + ^4_2He + ^4_2He$$

Deşi în aceste reacţii, care sunt endoenergetice, se pierde o parte din energia reacţiei termonucleare, această pierdere va fi compensată de energia de 4,78 MeV eliberată în fiecare reacţie (n,T).

Conform celor arătate mai sus, un reactor de fuziune este, în ultimă instanţă, dependent de abundenţa de litiu în natură.

Din cele prezentate până aici se pot trage următoarele concluzii:

Cea mai promiţătoare reacţie este cea de fuziune D-T care necesită o plasmă fierbinte cu temperatura peste 10 KeV, la o densitate de aproximativ 10^{14} partic./cm^3 confinată timp de aproximativ 1 secundă (criteriul lui *Lawson*).

Deoarece aproximativ 80% din energia eliberată este sub formă de energie cinetică a neutronilor rapizi, va trebui utilizat un sistem de transformare a acesteia în electricitate.

Deci problemele ce trebuiesc rezolvate la realizarea unui reactor de fuziune sunt:

a) Găsirea metodelor de producere a plasmei D-T cu o densitate de aproximativ 10^{14} cm^{-3};

b) Încălzirea plasmei până la o temperatură de aproximativ 5 KeV (până la temperatura de aprindere $\approx 5 \cdot 10^7$ K);

c) Proiectarea unui sistem care să menţină o plasmă fierbinte cu parametrii indicaţi şi s-o confineze pentru o perioadă de aproximativ 1 sec;

d) Când toate aceste condiţii au fost îndeplinite, poate fi proiectat un prototip de reactor în care să existe, bineînţeles, şi un mijloc de generare a tritriului.

9.3.6. Fuziunea termonucleară în Soare

Fuziunea termonucleară se realizează în mod natural în stele şi constituie sursa de energie a acestora. Se presupune că stelele s-au născut din gaze şi nori de praf ca urmare a instabilităţii gravitaţionale a unei distribuţii omogene de substanţă. Locurile în care, în mod întâmplător, densitatea norilor a crescut, au devenit centre de atracţie pentru substanţă. Aceste centre de concentrare gravitaţională a substanţei au constituit nucleele viitoarelor stele. Stadiul concentrării gravitaţionale constituie o perioadă complexă în evoluţia stelei şi nu a fost încă pe deplin elucidat. În procesul de concentrare, temperatura stelei creşte. De la o anumită valoare a temperaturii devin posibile reacţiile de fuziune termonucleară. De îndată ce eliberarea de energie în procese nucleare devine suficient de mare pentru a compensa pierderile de energie prin radiaţie, concentrarea gravitaţională a stelei se opreşte.

Cercetările spectroscopice moderne arată că materia din Univers se compune din aproximativ 70% hidrogen, 30% heliu şi aproximativ 1% elemente mai grele (*C*, *O*, etc.) Având în vedere această compoziţie, rezultă că reacţiile nucleare din stele trebuie să fie reacţii de sinteză a elementelor mai grele decât hidrogenul. Dar ciocnirea a doi protoni (două nuclee de hidrogen) sau a unui proton şi a unei particule alfa (nucleu de heliu) sau a două particule alfa nu poate duce în mod direct, prin sinteză, la un nou nucleu. Deci reacţiile de mai jos nu se pot realiza deoarece nucleele rezultate din astfel de reacţii nu există în natură.

$$p + p \neq {}^{2}_{2}He + \gamma$$

$$\alpha + \alpha \neq {}^{8}_{4}Be + \gamma$$

$$p + \alpha \neq {}^{5}_{3}Li + \gamma$$

Singura reacţie posibilă într-un astfel de mediu este una la care, pe lângă interacţiunea nucleară tare, participă şi interacţiunea nucleară slabă:

$$p + p \rightarrow d + e^{+} + \nu_e . \qquad (9.58)$$

Această reacţie are o secţiune eficace foarte mică, de aproximativ 10^{-23} barn, la energii ale protonilor de 1MeV. La energii mai mici, secţiunea eficace este şi mai mică, ceea ce explică de ce o astfel de reacţie nu a fost observată în condiţii terestre.

Ne vom referi în continuare numai la reacţiile ce se produc în Soare. Soarele este o stea medie tipică. Principalii parametri observaţi ai Soarelui sunt indicaţi în tabelul 9.4.

Tabelul 9.4

Masa		$1{,}99 \cdot 10^{30}$ Kg
Raza		$6{,}96 \cdot 10^{8}$ m
Vârsta		$4{,}52 \cdot 10^{9}$ ani
Luminozitatea suprafeţei		$3{,}85 \cdot 10^{26}$ W
Temperatura la suprafaţă		$5{,}78 \cdot 10^{3}$ K
Temperatura în miezul Soarelui		$1{,}57 \cdot 10^{7}$ K
Compoziţia chimică	- H	≈74%
	- He	≈ 23,5%
	- C,N,Ne etc.	≈ 3%
	- H şi He	≈ 90%

La temperatura din inima Soarelui, energia protonilor este suficient de mare (valoarea medie fiind de aproximativ 1,353 KeV) pentru a se produce reacţia (9.58).

Pentru a explica generarea de energie în Soare, s-au propus două cicluri de reacţii în urma cărora patru nuclee de hidrogen fuzionează într-un nucleu de ${}^{4}_{2}He$. Cele două cicluri au fost numite *ciclul proton-proton* (pp) şi *ciclul carbon-azot-oxigen* (*CNO*) propus de *G. H. Bethe* în 1935. Vom prezenta pe scurt fiecare din aceste două cicluri.

Ciclul proton-proton se poate realiza în trei variante. Prima variantă începe cu reacţia (9.58) în care se eliberează o energie de 0,42 MeV. Având în vedere secţiunea eficace a acestei reacţii şi cantitatea de hidrogen din Soare, se estimează că timpul necesar pentru consumarea întregii cantităţi de hidrogen din Soare este de aproximativ 10^{10} ani.

Deuteriul odată format, intră rapid în reacţie cu un proton, rezultând ^{3}He:

$$ {}_1^2H + {}_1^1H \rightarrow {}_2^3He + \gamma + 5{,}5 \text{ MeV} \qquad (9.59) $$

Timpul mediu de viaţă al deuteriului în Soare este de aproximativ 2s. Următoarea reacţie este:

$$ {}_2^3He + {}_2^3He \rightarrow {}_2^4He + {}_1^1H + {}_1^1H + 12{,}8 \text{ MeV}. \qquad (9.60) $$

Pentru ca această reacţie să se poată produce, este necesar ca fiecare din primele

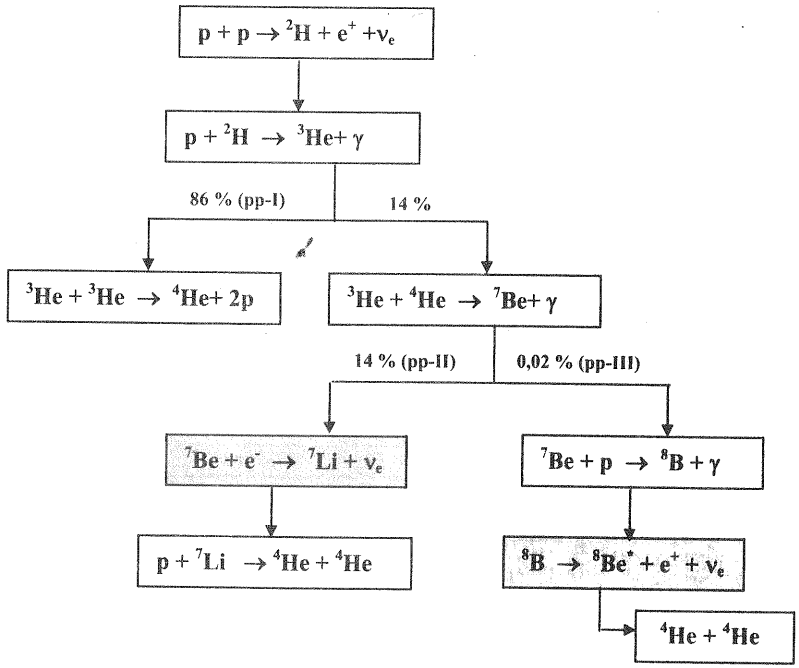


Fig. 9.16

două reacţii să se producă de două ori. Ca rezultat al acestui ciclu de reacţii, patru nuclee de hidrogen fuzionează într-un nucleu de ${}_2^4He$ şi se eliberează o cantitate de energie de 26,7 MeV datorată diferenţei dintre masa celor patru nuclee de hidrogen şi masa nucleului de heliu. Sintetic, aceste reacţii se pot scrie sub forma:

$$ 4\,{}_1^1H \rightarrow {}_2^4He + 2\beta^+ + 2\gamma + 2\nu + 26{,}7 \text{ MeV}. \qquad (9.61) $$

Dacă se extrage energia celor doi neutrini rămâne 26,2 MeV. Pozitronii emişi se anihilează cu electroni liberi producând radiaţii gama. Această varietate a ciclului proton-proton, denumită *ppI* se realizează în proporţie de 86%. Celelalte două variante se realizează în proporţie de 14%. Deosebirea dintre cele trei variante apare după reacţia (9.59).

În locul reacţiei (9.60) se poate realiza reacţia

$$ {}^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be + \gamma \qquad (9.62) $$

În continuare, se pot produce două cicluri de reacţii. Ciclul *ppII* (în proporţie de aproximativ 14%) continuă cu reacţiile:

$$ {}^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu + \gamma \qquad (9.63) $$

$$ {}^7Li + p \rightarrow {}^4He + {}^4He \qquad (9.64) $$

Ciclul *ppIII* (în proporţie de aproximativ 0,02%) continuă cu reacţiile:

$$ {}_4^7Be + p \rightarrow {}_5^8B + \gamma, \qquad (9.65) $$

$$ {}_5^8B \rightarrow {}_4^8Be^* + \beta^+ + \nu, \qquad (9.66) $$

$$ {}_4^8Be^* \rightarrow {}_2^4He + {}_2^4He \qquad (9.67) $$

Ciclurile proton-proton menţionate mai sus sunt ilustrate în Fig.9.16. Se consideră că ciclul *ppI* predomină la temperaturi mai mici, ce corespund primelor stadii de evoluţie a Soarelui, iar ciclurile *ppII* şi *ppIII* sunt mai importante în stadiul actual al Soarelui, când temperatura miezului este mai ridicată şi concentraţia de ^4He mai mare.

Ciclul carbon-azot-oxigen a fost propus de *G. H. Bethe* în 1935. El poate avea loc numai când densitatea heliului şi temperatura în inima unei stele au devenit suficient de mari (T ~ $2\cdot10^8$ K) pentru a se putea forma carbonul. Trebuie să menţionăm că, prin fuziunea a două nuclee de ${}_2^4He$ (apărute în urma ciclului *pp*) ar rezulta ${}_4^8Be$, care are un timp de viaţă de doar 10^{-15} s, după care se rupe în două nuclee de ${}_2^4He$. Deci pe această cale nu este posibilă sinteza elementelor mai grele şi deci apariţia carbonului. Numai ciocnirea simultană a trei particule alfa ar putea duce la sinteza carbonului. Aceasta este facilitată de faptul că o astfel de reacţie nucleară prezintă o rezonanţă ce corespunde unei stări excitate (cu energia de excitare de aproximativ 7,65 MeV) a ${}_6^{12}C$. Această stare excitată se poate realiza la o temperatură de aproximativ $2\cdot10^8$ K deoarece, în aceste condiţii, energiile cinetice ale celor trei nuclee de ${}_2^4He$, împreună cu

energia de reacţie Q, dau exact energia stării excitate a ${}^{12}_{6}C$. Această reacţie se poate scrie sub forma

$$3\,{}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{12}_{6}C + 7{,}65\ MeV \qquad (9.68)$$

Se consideră că, fără existenţa acestui nivel excitat de rezonanţă al carbonului, sinteza elementelor nu ar fi fost posibilă. Menţionăm că existenţa acestui nivel de excitare a ${}^{12}C$ a fost prezisă teoretic plecând de la răspândirea largă a carbonului în Univers.

Trebuie să menţionăm că sinteza elementelor cu A mai mare decât 4, prin adăugarea succesivă de nucleoni la nucleul de ${}^{4}_{2}He$ nu este posibilă deoarece astfel de procese sunt blocate de completa instabilitate a nucleelor cu A = 5.

După ce s-a produs o cantitate importantă de carbon, ${}^{4}He$ se va consuma în reacţia

$${}^{12}_{6}C + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{16}_{8}O + \gamma\,. \qquad (9.69)$$

Această ultimă reacţie este considerată câteodată problema majoră din

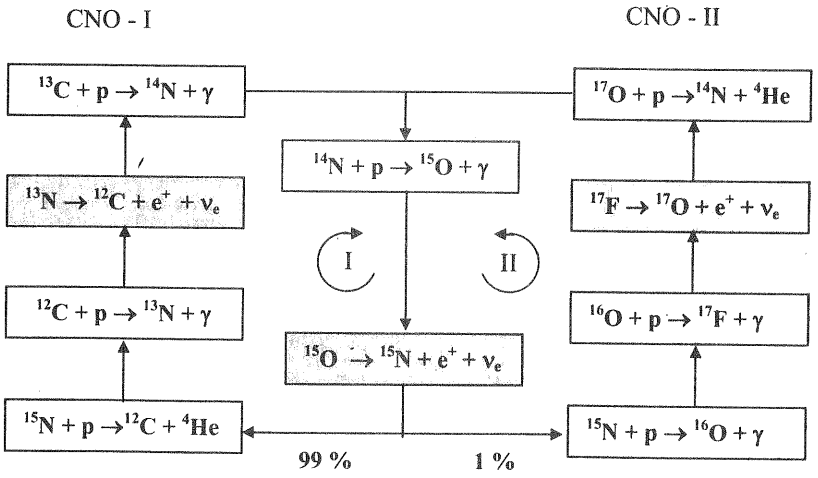


Fig. 9.17

astrofizica nucleară. Ea determină raportul dintre C şi O dintr-o stea, raport de care depinde soarta ulterioară a acesteia. Reacţiile de ardere a carbonului şi

oxigenului şi reacţiile ulterioare sunt de un interes deosebit în formarea elementelor.

În inima Soarelui, temperatura este prea mică pentru ca ciclul CNO să mai joace un rol predominant în generarea de energie. Numai nucleele din coada distribuţiei Maxwell vor contribui la acest ciclu. Ca urmare, el contribuie cu numai 1,5% la luminozitatea Soarelui şi numai cu 2% la fluxul total de neutroni. Acest ciclu constă din următorul set de reacţii:

$${}^{12}_{6}C + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{13}_{7}N + \gamma + 1{,}94\ MeV$$
$${}^{13}_{7}N \rightarrow {}^{13}_{6}C + \beta^+ + \nu + 1{,}20\ MeV$$
$${}^{13}_{6}C + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{14}_{7}N + \gamma + 7{,}55\ MeV$$
$${}^{14}_{7}N + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{15}_{8}O + \gamma + 7{,}29\ MeV$$
$${}^{15}_{8}O \rightarrow {}^{15}_{7}N + \beta^+ + \nu + 1{,}73\ MeV$$
$${}^{15}_{7}N + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{12}_{6}C + {}^{4}_{2}He + 4{,}96\ MeV$$

Cu o mică probabilitate ciclul continuă cu reacţiile:

$${}^{15}_{7}N + p \rightarrow {}^{16}_{8}O + \gamma\,; \qquad {}^{16}_{8}O + p \rightarrow {}^{17}_{9}F + \gamma$$
$${}^{17}_{9}F \rightarrow {}^{17}_{8}O + e^+ + \nu\,; \qquad {}^{17}_{8}O + p \rightarrow {}^{14}_{7}N + {}^{4}_{2}He$$

Dacă se calculează energia totală eliberată, ţinând seama şi de cea eliberată în anihilarea celor doi pozitroni, se obţine 26,72 MeV, adică exact aceeaşi ca şi în ciclul proton-proton deoarece, şi în acest caz, patru protoni sunt transmutaţi într-o particulă alfa: $4p \rightarrow {}^{4}_{2}He$. Nucleul de ${}^{12}_{6}C$ este regenerat în final. În acest ciclu ${}^{12}_{6}C$ joacă doar un rol de catalizator. Măsurând fluxurile de neutrini proveniţi din dezintegrarea ^{13}N şi a ^{15}O se crede că acest ciclu nu a ajuns la un echilibru şi în prezent este în faza de acumulare a ${}^{14}_{7}N$. Cele două variante ale acestui ciclu sunt indicate în Fig.9.17.

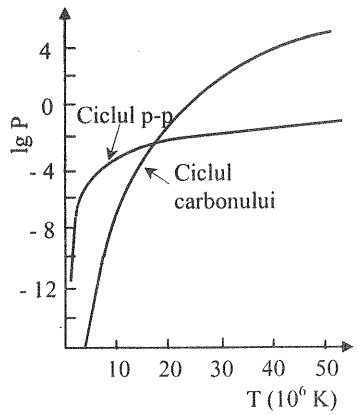


Fig. 9.18 Densitatea de putere P este exprimată în J/Kg·s

Viteza cu care se eliberează energia în cele două cicluri depinde de temperatură, după cum se arată în Fig.9.18. Se poate constata că, la temperatura din centrul Soarelui, predomină ciclul proton-proton. Abia la temperaturi mai mari de $2 \cdot 10^7$ K devine

predominant ciclul *CNO*. În stele cu masa cel puţin de două ori mai mare decât a Soarelui, contracţia gravitaţională este rapidă atingându-se rapid temperaturi de 10^8 K necesare pentru formarea carbonului, necesar ciclului carbonului. Viteza cu care se realizează acest ciclu în astfel de condiţii este mult mai mare decât a ciclului proton-proton deoarece nu există nici o fază atât de înceată ca prima fază din ciclul proton-proton (reacţia 9.58).

Întrebări

1. Ce se înţelege prin fisiune nucleară şi cum a fost descoperită ?
2. Ce sunt fragmentele de fisiune şi cum sunt distribuite acestea după numărul de masă, numărul de ordine şi energia cinetică ?
3. Cum se explică radioactivitatea fragmentelor de fisiune ?
4. Care sunt ideile de bază ale teoriei elementare a fisiunii ?
5. Ce reprezintă bariera de fisiune şi cum depinde ea de parametrul de fisiune ?
6. Explicaţi mecanismul de realizare a fisiunii izotopilor ^{235}U şi ^{238}U.
7. Care este distribuţia energetică a neutronilor de fisiune şi ce importanţă are aceasta ?
8. Cum variază secţiunea eficace de fisiune a celor doi izotopi ai uraniului în funcţie de energia neutronilor proiectil ?
9. Justificaţi formula celor patru factori.
10. Care este principiul de funcţionare a unui reactor cu neutroni termici şi care sunt părţile componente ale acestuia ?
11. Ce sunt reactorii regeneratori şi cum funcţionează ei ?
12. Ce se înţelege prin fuziune nucleară ?
13. Care sunt reacţiile de fuziune cele mai utilizate şi de ce ?
14. Cum depinde secţiunea eficace de fuziune D-D şi D-T de energia deuteronilor proiectil ?
15. Ce este fuziunea termonucleară şi cum se poate realiza ?
16. Deduceţi expresia densităţii de putere emisă în reacţiile D-D şi D-T.
17. Care sunt principalele procese prin care se pierde energie dintr-un reactor de fuziune ?
18. Care sunt reacţiile de fuziune din Soare şi în ce condiţii se realizează ?

10

ACCELERATORI DE PARTICULE

10.1 Introducere

Dezvoltarea instalaţiilor pentru accelerarea particulelor încărcate este strâns legată de procesele din fizica nucleară şi constituie un exemplu de interdependenţă între inventarea de noi instrumente şi progresele ştiinţifice din fizică. Descoperirea unor noi instrumente (camere cu ceaţă, contorii GM, ciclotronul, sincrotronul de protoni, etc) au dus la extinderea domeniului de fenomene ce pot fi studiate cantitativ, iar noile informaţii obţinute au condus la dezvoltarea unor noi teorii. Progresele teoretice au condus la rândul lor la prezicerea de noi fenomene care se aflau în afara domeniului accesibil experimental, ceea ce a determinat perfecţionarea instrumentelor existente precum şi inventarea unora noi.

Proiectarea şi construirea acceleratorilor este o problema a inginerilor electrotehnicieni şi mecanici şi nu constituie propriu-zis o parte a fizicii nucleare. Datorită faptului că acceleratorii sunt strâns legaţi de fizica nucleară, ei sunt adesea consideraţi ca făcând parte din ea. Din această cauză, vom prezenta pe scurt acceleratorii, subliniind doar ideile fizice care stau la baza construirii şi funcţionării lor.

Dezvoltarea metodelor de accelerare a permis studiul în laborator a diferitelor interacţiuni între particule care până atunci puteau fi obţinute numai din radiaţia cosmică. Acceleratorii dau posibilitatea obţinerii unor fluxuri relativ intense de particule, ceea ce facilitează studiul proprietăţilor particulelor şi a interacţiunilor dintre ele. Odată cu creşterea energiei pe care o pot furniza acceleratorii particulelor încărcate, s-au obţinut noi date asupra structurii

materiei. De aceea, acceleratoarele sunt asemuite uneori cu microscoape a căror putere de mărire crește odată cu creșterea energiei particulelor accelerate și care ne permit astfel să progresăm tot mai mult în cunoașterea structurii materiei.

Vom începe studiul acceleratorilor cu *betatronul* și vom stabili așa numitele ecuații ale oscilațiilor betatronice, pe care le vom utiliza apoi la discutarea condițiilor de stabilitate a traiectoriilor particulelor accelerate în toate celelalte tipuri de acceleratori ciclici.

10.2 Betatronul

Betatronul este un accelerator pentru electroni iar funcționarea lui se bazează pe principiul inducției electrice. Funcționarea lui poate fi asemănată cu aceea a unui transformator, în sensul că variațiile de curent din circuitul primar - cel al electromagnetului - duc la variații ale câmpului magnetic, ceea ce are ca efect inducerea unei forțe electromotoare în circuitul secundar - torul în care se accelerează electronii.

10.2.1 Principiul de funcționare

Betatronul este format dintr-un tor vidat de raza r_0 așezat într-un câmp de inducție magnetică, variabil, perpendicular pe suprafața lui (Fig.10.1a). Să considerăm torul în planul xoy iar câmpul magnetic de inducție, B, pe direcția lui z. Presupunem B_z crescător. B_z fiind crescător, va produce o variație de flux magnetic prin suprafața mărginită de traiectorie, ceea ce va da naștere unui câmp electric rotațional a carui valoare este dată de relația:

$$E = \frac{1}{2\pi r}\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (10.1)$$

Fluxul Φ a lui B_z prin suprafața mărginită de tor se poate scrie sub forma:

$$\Phi = \iint \vec{B}_z d\vec{S} = \pi r^2 \overline{B}_z, \qquad (10.2)$$

unde $\overline{B}_z$ este valoarea medie a lui B_z pe suprafața πr^2 mărginită de traiectorie. Introducând expresia fluxului din (10.2) în (10.1), se obține pentru intensitatea câmpului electric expresia:

$$E = \frac{1}{2\pi r}\pi r^2 \frac{d\overline{B}_z}{dt} = \frac{r}{2}\frac{d\overline{B}_z}{dt}. \qquad (10.3)$$

Forța care va acționa asupra electronului din tor, eE, va imprima acestuia un impuls

$$p = \int_{t=0}^{t} \dot{p}dt = \int_{t=0}^{t} \frac{er}{2}\dot{\overline{B}}_z dt = \frac{er}{2}\overline{B}_z \qquad (10.4)$$

cu $\dot{p} = eE$, iar pentru $t = 0$ am presupus $\overline{B}_z = 0$.

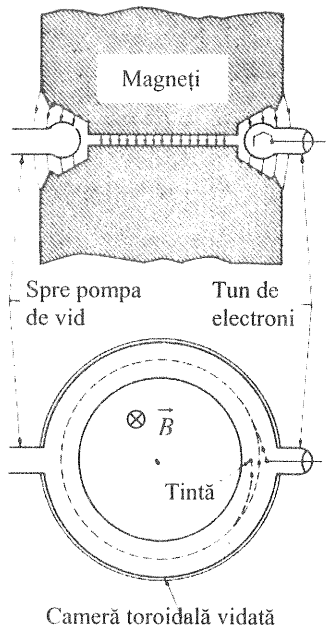


Fig. 10.1

Pentru a menține mișcarea electronului pe orbita plană de rază constantă r, câmpul de inducție magnetică B_z pe orbită trebuie să crească pe masură ce energia electronului crește. În funcție de câmpul de inducție magnetică, care acționează pe orbita electronului, obligându-l să descrie un cerc,

$$mv^2/r = evB_z,$$

impulsul electronului poate fi scris:

$$p = mv = e\,B_z r. \qquad (10.5)$$

Comparând între ele relațiile (10.4) și (10.5), rezultă că un electron, care în urma accelerării a primit impulsul $p = \frac{er}{2}\overline{B}_z$, se va mișca pe o orbită de rază r numai dacă, în fiecare moment, intensitatea câmpului de inducție magnetică care acționează pe orbită are o valoare egală cu jumătate din valoarea medie a câmpului de inducție magnetică ce acționează pe întreaga suprafață limitată de traiectorie.

$$B_z = \frac{1}{2}\overline{B}_z. \qquad (10.6)$$

Această relație a fost stabilită de *Steenbeck,* în 1938, și poartă uneori numele de *"legea 1/2".*

Din relația (10.6) rezultă că intensitatea câmpului de inducție magnetică trebuie să descrească cu raza. În general, această descreștere se ia de forma:

$$B_z = B_0\left(\frac{r_0}{r}\right)^n \qquad cu \quad n>0\ . \tag{10.7}$$

Această descreștere cu raza a câmpului de inducție magnetică se realizează în practică dând o anumită formă pieselor polare ale electromagnetului (Fig.10.1.b).

Relațiile stabilite mai sus sunt valabile și în domeniul relativist al vitezelor dacă se înlocuiește m cu $m_0/\sqrt{1-v^2/c^2}$ iar la variații mari de viteză, deci forță logitudinală mare, se introduce variația longitudinală a masei:

$$m_0/\sqrt{\left(1-v^2/c^2\right)^3}\ .$$

10.2.2. Stabilitatea orbitei în betatron

Datorită faptului că B_z descrește cu raza conform relației (10.7), rezultă o componentă radială a câmpului magnetic $B_r(z)$ care va acționa asupra electronului în mișcare cu forța

$$F_z = e\,v\,B_r(z) \tag{10.8}$$

îndreptată după z. Menținând numai primii doi termeni din dezvoltarea în serie a lui $B_r(z)$

$$B_r(z) = B_r(0) + z\left(\frac{\partial B_r}{\partial z}\right)_{z=0} + \ldots,$$

și având în vedere că

$$rot\,\vec{B} = 0, \quad \text{deci} \quad \frac{\partial B_z}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial z} = 0 \tag{10.9}$$

și că, datorită simetriei cilindrice,

$$B_r(0) = 0 \tag{10.10}$$

se poate scrie:

$$B_r(z) = z\left(\frac{\partial B_r}{\partial z}\right)_{z=0} = z\left(\frac{\partial B_z}{\partial r}\right)_{z=0} = 0\ . \tag{10.11}$$

Introducând (10.11) în (10.8) se obține pentru forța F_Z expresia:

$$F_z = evz\left(\frac{\partial B_z}{\partial r}\right)_{z=0} \tag{10.12}$$

de unde se vede că mărimea acestei forțe crește cu viteza, cu z și cu gradientul radial al câmpului magnetic. Din relația (10.7), rezultă pentru $\partial B_z/\partial r$ expresia:

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = -B_0 r_0^n \frac{n}{r^{n+1}}\ . \tag{10.13}$$

Pentru ca orbita electronilor în betatron să fie stabilă, în condițiile unui astfel de câmp magnetic, este necesar ca indicele de câmp n să ia anumite valori. Stabilitatea orbitei are în vedere menținerea planului acesteia, numită *stabilitate axială*, precum și a razei orbitei, numită *stabilitate radială*.

Stabilitatea axială

Pentru a studia stabilitatea planului orbitei electronului, vom considera

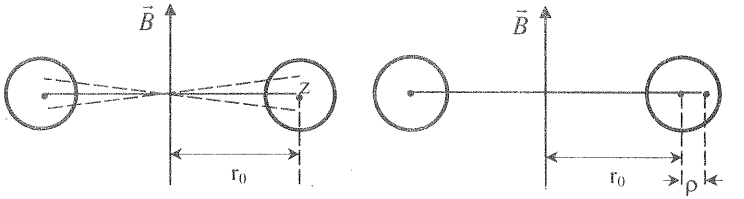


Fig. 10.2

raza constantă (Fig.10.2a) $r = r_0$. Dacă în urma unui proces oarecare (de exemplu o ciocnire cu un atom al gazului rămas în tor) electronul iese din planul z = 0, asupra lui va acționa forța F_Z dată de relația (10.12) care, pentru raza de echilibru, $r = r_0$, ia forma:

$$F_z = m\ddot{z} = evz\left(-B_0\frac{n}{r_0}\right) = -\frac{ev}{r_0}nzB_0\ . \tag{10.14}$$

Această forță are semn contrar lui z, deci va tinde să readucă electronul la orbita stabilă din planul z = 0. Expresia lui B_0 se găsește plecând de la forța centripetă scrisă pentru orbita de echilibru de rază r_0:

$$\frac{mv^2}{r_0} = evB_0 \qquad \rightarrow \qquad B_0 = \frac{mv}{er_0}\ . \tag{10.15}$$

Cu aceasta, relația (10.14) devine:

$$m\ddot{z} + m\frac{v^2}{r_o^2}nz = 0$$

sau

$$\ddot{z} + \omega_0^2 n z = 0$$

sau, înlocuind $\omega_0^2 n$ cu ω_z^2 se obține :

$$\ddot{z} + \omega_z^2 z = 0 \quad \text{cu} \quad \omega_z = \omega_0 \sqrt{n} \,. \tag{10.16}$$

Ecuația (10.16) poartă numele de *ecuația Kerst-Serber* pentru *oscilațiile betatronice axiale*. Această ecuație exprimă faptul că orice abatere a planului traiectoriei electronului de la poziția de echlibru conduce la apariția unei mișcări de oscilație a planului orbitei electronului în jurul planului median cu frecvența $\nu_z = \nu_0 \sqrt{n}$ unde ν_0 reprezintă frecvența de rotație a electronului pe orbita de echilibru iar n este indicele de câmp introdus în relația (10.7).

Stabilitatea radială

După cum am menționat mai sus, prin stabilitate radială se înțelege stabilitatea mișcării electronului în raport cu schimbarea razei orbitei de echilibru. Pentru a studia aceasta vom presupune că orbita electronului se află în planul $z = 0$. Să presupunem că, în urma unui proces oarecare, electronul este scos de pe orbita de echilibru (rămânând tot în planul $z = 0$) și se mișcă pe o orbită cu raza puțin diferită de cea de echilibru $r = r_0 + \rho$ (Fig. 10.2b). Abatarea de la raza de echilibru fiind mică în raport cu mărimea razei, $\rho << r_0$, putem scrie:

$$r = r_0 + \rho = r_0 \left(1 + \frac{\rho}{r_0} \right) \tag{10.17}$$

si

$$\frac{1}{r} \cong \frac{1}{r_0} \left(1 - \frac{\rho}{r_0} \right) \quad \text{iar} \quad \frac{1}{r^n} \cong \frac{1}{r_0^n} \left(1 - n \frac{\rho}{r_0} \right) \tag{10.18}$$

Câmpul fiind neuniform, modificarea razei duce la modificarea forței Lorentz care acționează asupra electronului. În timpul cât electronul este scos de pe orbita de echilibru, accelerația lui nu mai este centripetă și apare o diferență față de aceasta:

$$\frac{mv^2}{r} - evB \neq 0 \,. \tag{10.19}$$

Vom nota această diferență cu F_ρ, iar expresia ei o vom găsi utilizând relațiile (10.18) și (10.19):

$$F_\rho = m\ddot{\rho} = \frac{mv^2}{r_0} \left(1 - \frac{\rho}{r_0} \right) - ev \frac{B_0 r_0^n}{r_0^n} \left(1 - n \frac{\rho}{r_0} \right). \tag{10.20}$$

Dacă odată cu mărirea razei crește și intensitatea câmpului de inducție B, ceea ce înseamnă $n < 1$, atunci $\vec{F}_\rho$ este îndreptată spre centrul cercului și va tinde să readucă electronul pe orbita de echilibru. Dacă $n > 1$, deci câmpul scade cu raza, $\vec{F}_\rho$ va îndeparta și mai mult electronul de la orbita de echilibru.

Deoarece

$$\frac{mv^2}{r_0} = evB_0 \,,$$

expresia lui F_ρ devine:

$$F_\rho = -\frac{mv^2}{r_0^2} \rho + evB_0 n \frac{\rho}{r_0} = -m \frac{v^2}{r_0^2} \rho + m \frac{v^2}{r_0^2} n\rho$$

de unde

$$\ddot{\rho} + \omega_r^2 \rho = 0 \quad \text{cu} \quad \omega_r = \omega_0 \sqrt{1 - n} \tag{10.21}$$

Ecuația (10.21) poartă numele de *ecuația Kerst-Serber* pentru oscilațiile betatronice radiale, frecvența oscilațiilor radiale fiind

$$\nu_r = \nu_0 \sqrt{1 - n} \,.$$

ν_r are valori reale pentru $0 < n < 1$.

Când am ales câmpul de inducție magnetică de forma (10.7), am impus ca indicele de câmp n să fie pozitiv. Prin urmare, pentru a se realiza stabilitatea orbitei electronului în betatron, este necesar ca indicele de câmp n, definit prin relația:

$$n = -\frac{dB/B}{dr/r}, \tag{10.22}$$

cu B definit de relația (10.7), să ia valori cuprinse între 0 și 1. Pentru $0 < n < 1$ forța centrifugă F_c variază mai repede cu raza decât forța Lorentz F_L. Dacă la $r = r_0$, deci pe orbita de echilibru, $F_c = F_L$, atunci la raze $r < r_0$ vom avea $F_c > F_L$ și F_ρ va fi îndreptată de la centru spre exterior și va acționa în sensul măririi razei la valoarea de echilibru. La $r > r_0$, $F_c > F_L$ și F_ρ va fi îndreptată spre centrul cercului, acționând în sensul micșorării razei. În felul acesta, stabilitatea este asigurată.

Pentru $n > 1$, F_c variază mai încet decât F_L și problema se prezintă invers decât în cazul precedent iar stabilitatea nu mai este asigurată.

Din cele discutate până aici, rezultă că electronul, în mișcarea sa pe orbită, execută oscilații azimutale și radiale în jurul orbitei de echilibru. Amplitudinea oscilațiilor betatronice este invers proporțională cu pulsația acestora

$$Z_m = \frac{\dot{Z}_m}{\omega_0\sqrt{n}} \quad \text{și} \quad \rho_m = \frac{\dot{\rho}_m}{\omega_0\sqrt{1-n}} \tag{10.23}$$

Acest lucru se poate deduce plecând de la forma generală a ecuațiilor (10.16) și (10.21)

$$\frac{d^2Y}{dt^2} + k^2\omega_0^2 Y = 0 \quad \text{cu} \quad K^2 = \begin{cases} n \\ 1-n \end{cases}$$

Forma generală a soluției este:

$Y = A\cos(\omega t + \varphi)$ care pentru $t = 0$ devine $Y_0 = A\cos\varphi$

Viteza mișcării este

$\dot{Y} = -A\omega\sin(\omega t + \varphi)$ care pentru $t = 0$ devine $\dot{Y}_0 = -\omega A\sin\varphi$;

de unde $\frac{\dot{Y}_0}{\omega} = -A\sin\varphi$. Din expresia elongației și a vitezei la momentul inițial, rezultă pentru amplitudinea mișcării, expresia:

$$A^2 = Y_0^2 + \left(\frac{\dot{Y}_0}{\omega}\right)^2 \quad \text{și} \quad A = \sqrt{Y_0^2 + \left(\frac{\dot{Y}_0}{\omega}\right)^2}. \tag{10.24}$$

Presupunând la momentul inițial $Y_0 = 0$, deci $\rho = 0$ și $z = 0$ obținem:

$$A = \frac{\dot{Y}_0}{\omega}, \tag{10.25}$$

adică relațiile (10.23).

Rezultă astfel că stabilitatea orbitei electronului în betatron va fi cu atât mai bună cu cât frecvența oscilațiilor betatronice corespunzătoare va fi mai mare căci, în acest caz, amplitudinea oscilațiilor betatronice (abatarea de la orbita de echilibru) va fi mai mică. Dar pentru a realiza o stabilitate axială bună, deci o frecvență mare a oscilațiilor betatronice axiale, trebuie ca n să aibă o valoare pozitivă cât mai mare, iar pentru a realiza o stabilitate radială mare, deci frecvență mare a oscilațiilor betatronice axiale, n trebuie să aibă valori cât mai mici în raport cu unitatea. În acest al doilea caz se poate realiza o stabilitate deosebită dacă n ia valori negative (deci B să crească cu raza) lucru care perturbă complet stabilitatea axială. În cazul betatronului, câmpul de inducție magnetică

trebuie să se aleagă în așa fel încât să se realizeze, în același timp, atât stabilitatea axială cât și cea radială. Practic se ia $n = 1/2$ ceea ce face ca

$$\omega_z = \omega_r = \omega_0\sqrt{\frac{1}{2}}. \tag{10.26}$$

10.2.3. Injectarea particulelor în betatron

Injecția, sau introducerea particulelor în procesul de accelerare, reprezintă o problemă dificilă, comună tuturor acceleratoarelor ciclice cu raza de echilibru constantă, prin aceea că sursa de particule nu poate fi plasată în dreptul traiectoriei de echilibru, deoarece în acest caz particulele ar lovi injectorul chiar după prima rotație. Din această cauză, particulele (electronii) au totdeauna la injectare o abatere axială sau radială, în funcție de poziția în care este plasat injectorul, de la orbita de echilibru. Aceasta determină amplitudinea oscilațiilor transversale inițiale care urmează să fie redusă ulterior.

O altă problemă ce se ridică la injectare este ca în momentul injectării câmpul de inducție B să aibă o valoare care să corepundă unei curburi a traiectoriei electronilor egală cu cea a torului. Un câmp mai mic va curba mai puțin traiectoria electronilor și ei vor lovi peretele torului în partea din afară, iar un câmp mai intens le va curba prea tare traiectoria și electronii vor lovi peretele torului în partea din interior. La injectare, electronii au o anumită energie și pentru o anumită intensitate a câmpului de inducție se vor mișca pe un cerc a cărui rază este egală cu raza R a torului. Dar câmpul de inducție magnetică B crește în decursul injectării, care durează un interval de timp $\Delta t = t_2 - t_1$. Dacă în momentul t_1, B are valoarea corespunzătoare mișcării electronilor pe un cerc de rază R, atunci cei injectați înainte vor descrie cercuri cu raza mai mare decât R. În ambele cazuri, electronii vor ajunge pe peretele torului și vor fi pierduți din fasciculul accelerat.

Camera toroidala în care se face accelerarea este confecționată din sticlă sau porțelan iar suprafața interioara este acoperită cu un strat conductor pentru a neutraliza electronii ce lovesc torul.

10.2.4. Folosirea fasciculului de electroni accelerați

La sfârșitul procesului de accelerare, fasciculul de electroni poate fi folosit fie prin scoaterea sa din camera de accelerare și trimiterea, printr-un sistem adecvat de transport, la o țintă îndepărtată, fie prin așezarea unei ținte dintr-un metal greu în interiorul camerei în așa fel încât să fie lovită la sfârșitul procesului de accelerare, energia particulelor fiind astfel convertită în radiație. La majoritatea betatroanelor existente în funcțiune, se folosește o a doua metodă din cauza dificultăților de realizare și a eficienței scăzute a dispozitivelor de

extracție precum și din cauză că radiația de frânare oferă un câmp mai larg pentru cercetări experimentale în fizica nucleară și în aplicații decât electronii din domeniul de energii (10 - 50 MeV) care se obțin de obicei în betatron.

Ținta interioară sau sistemul de extracție trebuie așezate la o distanță oarecare de orbita de echilibru pentru a nu perturba procesul de accelerare. Raza traiectoriei electronilor trebuie crescută la sfârșit dacă ținta sau extractorul se află spre exterior și trebuie micșorată dacă ele se afla spre interior.

Contractarea orbitei de echilibru se poate obține în funcționarea normală a betatronului dacă spre sfârșitul accelerării se produce saturarea miezului central și, în acest fel, câștigul de energie pe rotație este mai mic decât cel corespunzător menținerii pe raza constantă. Legea 1/2 este satisfăcută la raze din ce în ce mai mici până ce fasciculul atinge ținta așezată pe peretele interior al camerei. Pentru a facilita contractarea orbitei de echilibru, uneori se modifică fluxul în miezul central al electromagnetului. Pentru aceasta, se înfășoară pe miez câteva spire, prin care se trece un curent în timpul cât durează contractarea (5-10 μs). Sensul acestui curent este invers celui din bobinajul principal. În acest fel, creșterea fluxului devine mai lentă și raza orbitei de echilibru se micșorează. Această metodă poate fi folosită și pentru expandarea orbitei, inversând sensul curentului prin înfășurătoarea auxiliară.

Există și alte metode utilizate pentru contractarea sau expandarea orbitei.

Pentru extragerea fasciculului în afara camerei de accelerare, după ce se efectuează o expandare a orbitei de echilibru, fasciculul este trecut printr-un dispozitiv de perturbare a câmpului numit ejector, care are rolul de a mări amplitudinea oscilațiilor radiale în așa fel încât, după câteva rotații, să depășească limitele camerei de accelerare, sau să anuleze câmpul magnetic director pe o anumită distanță. La unele sisteme de ejecție, se folosește un ansamblu cu ambele funcțiuni.

10.2.5. Inducția câmpului magnetic

Pentru a avea un câștig constant de energie pe fiecare rotație, este necesar ca variația câmpului magnetic să fie liniară în timp, iar pentru ca ciclurile de accelerare să se succeadă fără intervale de timp neutilizate, este necesar ca scăderea câmpului de la valoarea maximă la zero să se efectueze cât mai rapid, adică să se realizeze o variație în dinți de fierăstrău. Această formă este greu de obținut. În majoritatea construcțiilor realizate se folosește un circuit magnetic cu miez din tole de transformator, alimentat de un curent sinusoidal având frecvența rețelei sau un multiplu al acesteia. Inducția este exprimată în acest caz prin:

$$B(t) = B_M \sin \omega_0 t \,. \qquad (10.27)$$

Pentru accelerare, se poate utiliza un sfert de perioadă, și anume: primul sfert ($0 < \omega_0 t < \pi/2$), pentru un sens de rotație al electronilor, sau al treilea sfert ($\pi < \omega_0 t < 3\pi/2$), pentru celălalt sens (Fig.10.3).

Energia obținută de electroni în urma efectuării a N rotații este

$$W = 2\pi r NeE.$$

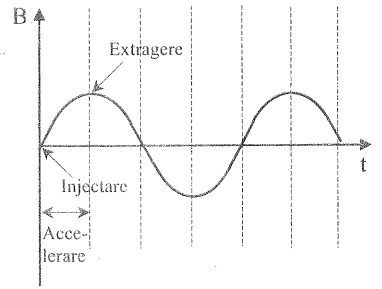


Fig. 10.3

Numărul total de rotații este dat de raportul dintre timpul de accelerare și perioada de rotație și este de ordinul $10^5 - 10^6$, iar lungimea totală a drumului parcurs de electroni în timpul accelerării este de ordinul $10^6 - 10^7$ m. Valoarea maximă a energiei electronilor obținută în betatron este limitată de pierderea de energie prin radiație. Cea mai mare valoare s-a obținut la betatronul Universității din Illinois (SUA), de 300 MeV.

La noi în țară, primul betatron s-a construit în anul 1955 la Institutul de Fizică Atomică (IFA). El avea diametrul de 50 cm, numărului de rotații care se obțineau era 10^6, timpul de accelerare 1/200 s. Energia electronilor accelerați în acest betatron era de aproximativ 30 MeV. S-a utilizat pentru obținerea de radiații X dure.

10.3. Ciclotronul

Ciclotronul este un accelerator construit pe principiul accelerării ciclice rezonante. Primul ciclotron a fost construit de *Lawrence* în 1932. Ciclotronul se utilizează în special pentru accelerarea ionilor pozitivi și este cel mai util accelerator pentru accelerarea protonilor și deuteronilor în domeniul de energie 5-20 MeV, iar în cazul ionilor cu mai multe sarcini se pot obține energii de până la 100 MeV.

10.3.1. Principiul de funcționare al ciclotronului

Un câmp magnetic uniform, constant în timp, curbează traiectoria particulelor silindu-le să folosească pentru accelerare o singură sursă, relativ joasă, de potențial. Diferența de potențial acceleratoare se aplică între doi electrozi sub forma de D numiți *duanți* (Fig.10.4). Sursa de particule ce urmează a fi accelerate se află în centrul sistemului. La ieșirea din sursă

particulele încărcate sunt accelerate spre duantul polarizat corespunzător. În timpul traversării ulterioare a spațiului dintre duanți, câmpul electric poate accelera sau decelera particulele în funcție de valoarea instantanee a tensiunii dintre duanți în momentul tranziției. În restul timpului traiectoria se află în interiorul duantului și este determinată doar de câmpul magnetic director. Dacă momentele corespunzătoare trecerii succesive printre duanti coincid cu cele ale trecerii tensiunii prin valoarea aleasă pentru accelerare, particula câștigă mereu energie și, considerând neglijabilă lărgimea intervalului dintre duanti, se poate aproxima traiectoria de echilibru cu o succesiune de semicercuri, având raza din ce în ce mai mare . Din cele spuse mai sus, rezultă că, pentru a obține o creștere a energiei particulei la fiecare trecere printre duanți este necesar ca timpul petrecut de particulă în interiorul duantului (când parcurge un semicerc) $\Delta t = \pi r / v$ să fie egal cu jumătate din perioada tensiunii de accelerare $\Delta t = T/2$, adică $\pi r / v = T/2$. De aici rezultă că viteza unghiulară a particulelor trebuie să fie egală cu pulsația tensiunii acceleratoare:

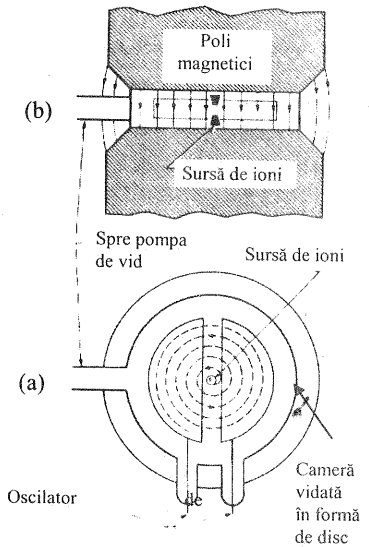


Fig. 10.4

$$\omega_{rev} = \frac{v}{r} = \frac{qB}{m} = \omega . \qquad (10.28)$$

Se vede că, pentru un câmp B dat, pulsația tensiunii acceleratoare depinde de sarcina specifică a particulelor ce urmează a fi accelerate. Frecvența tensiunii acceleratoare este independentă de energie și poate fi menținută constantă, iar în camera de accelerare se pot afla simultan, la diferite raze, particule în stadii de accelerare diferite. Prin urmare, procesul de accelerare este continuu iar injecția și extracția fasciculului de particule se pot efectua simultan și în permanență. Această particularitate care deosebește ciclotronul de betatron și de alte acceleratoare ciclice rezonante (care au câmpul magnetic director sau frecvența tensiunii acceleratoare variabilă în timp) îi conferă avantajul de a putea furniza un fascicul de intensitate mult mai mare.

Energia maximă ce se poate obține în ciclotron pentru un anumit tip de particule depinde de raza maximă până la care se poate efectua accelerarea și de valoarea câmpului director.

$$W_{c\max} = \frac{1}{2} m v_{\max}^2 = \frac{q^2 B^2}{2m} r_{\max}^2 = \frac{1}{2} m \omega^2 r_{\max}^2 \qquad (10.29)$$

Raza maximă este fixată cu ajutorul unui electrod de extracție (numit și electrod de deflexie) care perturbă traiectoria particulelor în așa fel încât ele să iasă în afara duantului. Fasciculul de particule accelerate este dirijat spre o țintă cu ajutorul unui sistem de câmpuri magnetice.

10.3.2. Stabilitatea orbitei în ciclotron

Pentru a se realiza stabilitatea orbitei particulelor accelerate în ciclotron, câmpul de inducție trebuie să scadă puțin cu raza. Pentru a nu perturba rezonanța, indicele de câmp are o valoare pozitivă cât mai mică. De fapt, indicele de câmp variază puțin cu raza, și anume, crește de la valoarea zero în centru, ajungând la 0,2 la margine. Pentru majoritatea regiunii în care are loc accelerarea indicele de câmp are o valoare în jurul lui 0,02. Conform celor discutate la stabilitatea orbitei în betatron, valoarea mică a indicelui de câmp asigură focalizarea radială dar nu și pe cea axială. Oscilațiile axiale sunt însă influențate de câmpul electric din intervalul dintre cei doi duanți. Efectul intervalului de accelerare asupra mișcării axiale este cel al unei lentile. Se pot deosebi două aspecte ale acestui efect.

- *Focalizarea electrostatică.* Presupunând tensiunea aplicată duanților neschimbată în timpul trecerii particulei, câmpul dintre duanți, ilustrat în

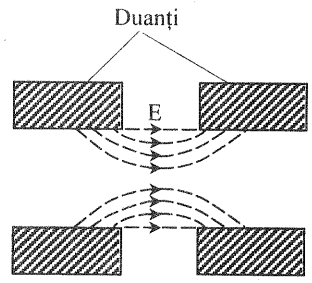


Fig. 10.5

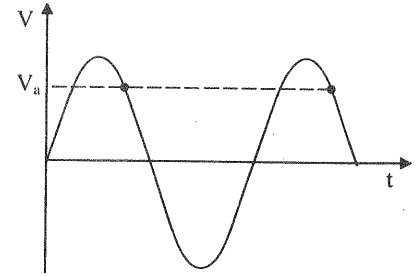


Fig. 10.6

Fig.10.5, are efectul unei lentile electrostatice asimetrice, datorită modificării energiei cinetice. În prima jumătate lentila are un efect de focalizare. În jumătatea a doua, în care lentila are un efect de defocalizare, particula are

energie mai mare datorită accelerării. Ca urmare, efectul defocalizant va fi mai mic decât efectul focalizant al primei parți a lentilei unde energia cinetică este mai mică. Acest efect se manifestă mai mult la energii mici, deci în primele rotații ale particulei.

- *Efectul timpului de tranzit.* Tensiunea de accelerare fiind alternativă ea va varia în timpul în care particula străbate intervalul. Câmpul va avea, în timpul străbaterii de către particulă a primei jumătăți a intervalului (cu acțiunea focalizantă), o valoare diferită de cea din timpul strabaterii celei de a doua jumătăți (cu acțiunea defocalizantă). Efectul global este defocalizant dacă în timpul tranzitului are loc o creștere a intensității câmpului (deci se folosește pentru accelerare primul sfert de perioadă) și este focalizant dacă în timpul tranzitului are loc o scădere a câmpului (deci se folosește pentru accelerare al doilea sfert al tensiunii de accelerare) (Fig.10.6).

Tensiunea de accelerare se ia de la o sursă de tensiune de radiofrecvență. Frecvența este cuprinsă de obicei între 10-20 MHz iar valoarea tensiunii de accelerare este de ordinul a 100 KV, ajungând în mașinile mari la 500 KV.

Energia maximă obținută cu ajutorul ciclotronului este limitată de două efecte. Primul constă în necesitatea descreșterii câmpului magnetic cu raza, lucru care ar putea duce la perturbarea rezonanței vitezei unghiulare a particulelor cu pulsația câmpului accelerator. Al doilea constă în faptul că, la energii mari, creșterea relativistă a masei cu viteza ar duce, de asemenea, la perturbarea rezonanței (10.28). Aceste două efecte de limitare fac dificilă proiectarea unui ciclotron ce să accelereze protonii la energii mai mari de 30 MeV și deuteronii la energii mai mari de 40 MeV. Electronii nu pot fi accelerați în ciclotron deoarece la energii de aproximativ 5 KeV ei devin relativiști și condiția de rezonanță nu mai poate fi menținută. Cu cât particulele sunt mai grele, cu atât energia limită este mai mare deoarece condițiile clasice se mențin până la $\beta = 0{,}01$, deci până la energii cinetice ce reprezintă 1% din energia proprie a particulelor respective. Din această cauză, ciclotronul este utilizat în special pentru accelerarea ionilor.

10.4. Sincrociclotronul

După cum am menționat în cazul ciclotronului, la energii cinetice mari, datorită variației masei cu viteza, condiția de rezonanță nu mai poate fi menținută. Unul din modurile de înlăturare a acestei dificultăți este de a micșora frecvența tensiunii de accelerare pentru a menține rezonanța atunci când masa particulei crește. Acest lucru rezultă și din următoarea expresie a perioadei de revoluție a particulei pe orbita de rază r în ciclotron

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB} = \frac{2\pi mc^2}{qc^2B} = \frac{2\pi\left(m_0c^2 + W_c\right)}{qc^2B}. \qquad (10.30)$$

În această relație mc^2 este energia totală a particulei accelerate și poate fi scrisă ca suma dintre energia de repaus m_0c^2 și energia cinetică W_c. Utilizând frecvența $f = 1/T$, se obține:

$$f = \frac{qc^2B}{2\pi\left(m_0c^2 + W_c\right)}. \qquad (10.31)$$

Din ultima relație rezultă clar că, pe măsură ce energia cinetică W_c a particulei crește, frecvența de revoluție scade. Ca urmare, pentru a menține rezonanța, este necesar ca și frecvența tensiunii de accelerare să scadă în aceeași proporție.

La începutul accelerarii $W_c << m_0c^2$ și poate fi neglijată, în prima aproximație. În aceste condiții, frecvența inițială va fi

$$f_i = \frac{qc^2B}{2\pi m_0c^2}. \qquad (10.32)$$

De exemplu, pentru protoni m_0c^2 = 938 MeV și, la un câmp B = 1,5 Tesla, frecvența inițială va fi de aproximativ 3 MHz. (În cazul electronilor, frecvența inițială ar trebui să fie de aproximativ $4 \cdot 10^4$ MHz, ceea ce face imposibilă accelerarea lor în sincrociclotron).

Dacă la ejecție (extragere) energia particulelor este W_e, atunci frecvența tensiunii de accelerare va fi:

$$f_e = \frac{qc^2B}{2\pi\left(m_0c^2 + W_c\right)} < f_i. \qquad (10.33)$$

Raportând (10.33) la (10.32) rezultă:

$$\frac{f_e}{f_i} = \frac{m_0c^2}{m_0c^2 + W_e} \quad \text{și} \quad \frac{\Delta f}{f_i} = \frac{f_i - f_e}{f_i} = \frac{W_e}{m_0c^2 + W_e}. \qquad (10.34)$$

Din ultima relație se constată că, pentru a accelera, de exemplu, protoni la energia de 100 MeV, este necesară o variație a frecvenței de aproximativ 10% din cea inițială (care este de aproximativ 3 MHz).

Energia particulelor la ieșirea din sincrociclotron se calculează cu relația relativistă:

$$W_c = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4} - m_0c^2 = \sqrt{(qBr)^2c^2 + m_0^2c^4} - m_0c^2 \qquad (10.35)$$

Stabilitatea orbitei în sincrociclotron este asigurată de aceiași factori ca în ciclotron. Indicele de câmp are în acest caz o valoare puțin mai mare, $n = 0{,}2$.

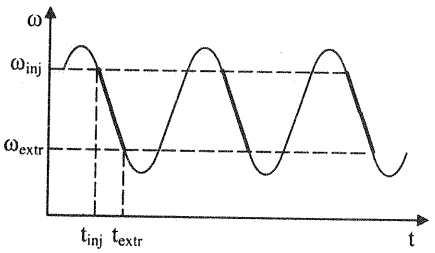


Fig. 10.7

Ca toți acceleratorii ciclici care utilizează pentru accelerare tensiune de radiofrecvență, sincrociclotronul se bucură de stabilitate de fază atunci când tensiunea de alimentare este descrescătoare în timp, deci în al doilea și al patrulea sfert de perioadă a tensiunii alternative de accelerare. (Vom discuta pe larg stabilitatea de fază în cadrul sincrotronului pentru electroni).

Construcția sincrociclotronului este asemănătoare cu a ciclotronului dar pentru accelerare se poate utiliza un singur duant iar tensiunea de accelerare este luată de la o sursă de tensiune de radiofrecvență modulată (Fig. 10.7). Fiind necesară o modulare a tensiunii de accelerare, nu se poate face decât o accelerare în impulsuri și, datorită acestui lucru, fluxul de particule este mai mic decât la ciclotron unde accelerarea este continuă.

Sincrociclotronul a marcat o nouă etapă în dezvoltarea fizicii nucleare. Bombardând cu particule α cu energia de 390 MeV sau cu protoni cu energia de 350 MeV o țintă de carbon s-au obținut pentru prima dată, pe cale artificială, mezoni, creindu-se astfel posibilitatea efectuării în laborator, cu fluxuri relativ intense, a experimentelor care până atunci nu erau posibile decât utilizând particule din radiația cosmică. Datorită acestui lucru sincrociclotronul a primit și denumirea de "fabrică de mezoni".

10.5. Sincrotonul

Acceleratoarele prezentate până aici (betatronul, ciclotronul și sincrociclotronul) necesită câmpuri magnetice puternice, care să acționeze pe întreaga suprafață a acceleratorului. Energia maximă obținută în aceste acceleratoare depinde de raza maximă a orbitei particulei, deci de raza acceleratorului. Aceasta înseamnă că, pentru obținerea unor energii mari, sunt necesari electromagneți mari. Construirea unor astfel de electromagneți care să îndeplinească și condițiile fizice necesare, este foarte dificilă și costisitoare. Aceasta a condus la inventarea altor tipuri de acceleratori în care particulele să se miște pe o traiectorie cu raza aproximativ constantă iar accelerarea să fie

produsă de o tensiune de înaltă frecvență. Câmpul magnetic va avea, în acest caz, doar un rol de ghidaj și nu va mai trebui să acționeze pe întreaga suprafață a acceleratorului ci doar pe suprafața camerei în care se mișcă particulele. Un astfel de accelerator se numește sincrotron. Există o mică deosebire între principiul de funcționare a sincrotronului pentru protoni și cel pentru electroni. Vom începe studiul cu sincrotronul pentru electroni.

10.5.1. Sincrotronul pentru electroni

Principiul de funcționare al sincrotronului pentru electroni se bazează pe o combinație între principiul de funcționare al betatronului (care utilizează un câmp magnetic crescător în timp și descrescător cu raza) și principiul de funcționare a ciclotronului (accelerarea se face cu o tensiune de înaltă frecvență).

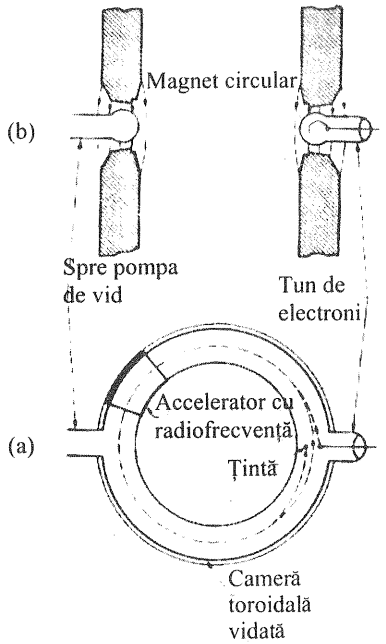


Fig. 10.8

Principiul de accelerare în sincrotron a fost descris aproape simultan de McMillan, Veksler și Wideröe.

Sincrotronul pentru electroni este format dintr-o cameră toroidală vidată în care sunt accelerați electronii. Din loc în loc, torul este întrerupt de porțiuni în care se plasează sistemele de vidare, de injectare, de accelerare și de extracție a fasciculului de particule accelerate.

Accelerarea se face la trecerea electronilor prin spațiul de accelerare. Menținerea lor pe traiectoria circulară se face de către un câmp magnetic de ghidaj creat de un electromagnet care acoperă părțile circulare ale torului (Fig.10.8). Câmpul magnetic descreste cu raza. La o frecvență dată, $\omega_{RF}/2\pi$, a tensiunii de înaltă frecvență, accelerarea pe o rază fixă, determinată anterior, se poate face numai

dacă electronul se rotește cu viteză constantă, indiferent de creșterea energiei lui. Frecvența de rotație a electronului este $v/2\pi r = \omega_{rot}/2\pi$.

Condiția de rezonanță cere ca $\omega_{RF} = \omega_{rot}$ (condiția de la ciclotron). Deoarece, pentru electroni, $\beta = v/c$ devine aproape egal cu unitatea, la energii relativ mici (pentru 1 MeV, $\beta = 0{,}94$, iar pentru 2 MeV $\beta = 0{,}979$), se poate considera în sincrotron viteza electronilor constantă și egală cu viteza luminii. Deoarece

$$\omega_{rot} = \frac{v}{r} = \frac{eB}{m} = \frac{ec^2 B}{mc^2} = ec^2 \frac{B}{W}, \qquad (10.36)$$

unde W este energia electronilor, rezultă că, pentru ca sincrotronul să lucreze la frecvență constantă, este necesar ca, odată cu creșterea energiei W, să crească și câmpul de ghidaj B astfel ca raportul B/W să se mențină constant.

Energia obținută la o rotație completă depinde de numărul spațiilor de accelerare cu care este prevăzut sincrotronul iar la trecerea printr-un spațiu de accelerare electronul primește o energie egală cu $eU_m \sin\varphi$ unde U_m este valoarea maximă a tensiunii de accelerare iar φ este faza acesteia.

Dimensiunea orbitei este condiționată de pulsația tensiunii acceleratoare și numărul spațiilor de accelerare iar poziția ei este dată de forțele de stabilizare betatronică ale câmpului magnetic.

10.5.2 Stabilitatea de fază a orbitei în sincrotron

Sincrotronul, ca și sincrociclotronul, se bucură de proprietatea stabilității de fază. Un electron cu viteza constantă care se află pe orbita de echilibru de raza r_s, o va străbate pe aceasta într-un timp $t_s = 2\pi r_s / c$ =constant. Să prespunem că, în momentul trecerii particulei prin spațiul de accelerare, ea are energia W_s iar câmpul de ghidaj corespunzător orbitei de echilibru are valoarea B_s. După cum am arătat mai sus, condiția de rezonanță se menține în timpul accelerării dacă creșterea de energie pe rotație este însoțită de creșterea corespunzătoare a câmpului de ghidaj. Pentru orbita de echilibru, aceasta se va scrie:

$$\omega_{rev} = \frac{c}{r_s} = ec^2 \frac{B_s}{W_s} = \omega \qquad (10.37)$$

sau $\Delta W_s = ec^2 \Delta B_s/\omega$ pentru fiecare revoluție. Să presupunem că valoarea tensiunii de accelerare corespunde punctului A de pe partea descrescătoare a curbei reprezentată în Fig.10.9. Un electron care se mișcă pe orbita de echilibru și care satisface condiția de rezonanță va ajunge, după timpul t_s, în A' și după $2t_s$, în A" *ș.a.m.d.*, obținând de fiecare dată aceeași cantitate de energie. Dacă, dintr-un motiv oarecare, electronul ar trece prin spațiul de accelerare mai devreme, când tensiunea de accelerare ar avea o valoare mai mare,

corespunzătoare punctului B, atunci el ar fi accelerat mai mult, ar primi o energie mai mare decât W_s, energie care, pentru viteza electronului v = const. =

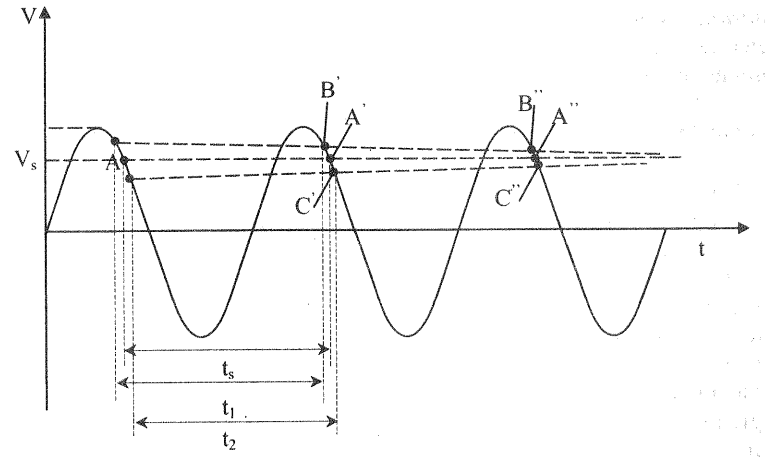


Fig. 10.9

c , se manifestă printr-o creștere corespunzătoare a masei. Aceasta va face ca electronul să se miște pe o rază mai mare decât raza de echilibru ($r > r_s$). Pentru a străbate întregul cerc, îi va fi necesar un timp $t_1 = 2\pi r/c > t_s$ și va ajunge a doua oară în spațiul de accelerare mai tirziu, deci la o valoare mai mică a tensiunii, corespunzătoare punctului B'. Dar și această tensiune este mai mare decât cea de echilibru și lucrurile se vor petrece ca și în cazul precedent până când electronul ajunge în spațiul de accelerare la o valoare a tensiunii corespunzătoare fazei de echilibru sau la o valoare mai mică decât aceasta. Dacă electronul ajunge în spațiul de accelerare la o valoare mai mică a tensiunii decât cea corespunzătoare punctului A, să zicem la o valoarea corespunzătoare punctului C, atunci el va înmagazina o energie mai mică decât W_s, masa lui va crește mai puțin și traiectoria lui va fi mai curbată, deci se va mișca pe un cerc cu raza $r < r_s$. Timpul necesar străbaterii acestei traiectorii cu viteza $v = c$ va fi $t_2 < t_s$. Aceasta face ca să ajungă a doua oară în intervalul de accelerare la o valoare mai mare a tensiunii, în punctul C'. Și această valoare este mai mică decât cea de echilibru și lucrurile se vor petrece ca în cazul precedent până ce electronul reușește să treacă prin spațiul de accelerare la o valoare a tensiunii corespunzătoare creșterii energiei cu ΔW_s sau la o valoare mai mare a tensiunii și atunci lucrurile se vor petrece ca în cazul discutat mai sus. Apar, prin urmare, o serie de oscilații ale fazei în jurul valorii de echilibru care asigură stabilitatea

de fază la accelerarea în sincrotron. Oscilațiile fazei determină de fapt oscilații ale energiei electronilor în jurul energiei de echilibru, ceea ce duce la oscilații ale razei orbitei în jurul razei de echilibru. Acest fenomen poartă numele de "*respirația*" sincrotronului. Se poate arătă că, pentru o valoare a tensiunii de accelerare situată pe partea ascendentă (primul sfert de perioadă), această stabilitate nu există.

Abaterile de la orbita de echilibru duc la apariția oscilațiilor betatronice asigurate de descreșterea câmpului magnetic cu raza.

10.5.3. Injecția și extracția fasciculului accelerat

Injecția fasciculului se efectuează din partea exterioară a camerei toroidale. Valoarea energiei de injecție este de dorit să fie cât mai mare, pentru ca electronii să aibă viteze suficient de mari. La sincrotroanele de electroni de energie mică, injectarea se face în regim de betatron. În acest caz, injecția în sincrotron constă de fapt în trecerea de la regimul nerezonant de inducție la cel rezonant, prin aplicarea tensiunii alternative de accelerare. La acceleratoarele de energie mare, fasciculul este preaccelerat în unul sau două acceleratoare de energie mai mică, denumite accelerator injector și preinjector, iar apoi, printr-un sistem de transport adecvat, este condus în camera de accelerare a sincrotronului. Sistemul de transport se termină printr-un dispozitiv de curbare a traiectoriei, denumit *inflector*, astfel ca aceasta să devină tangentă la traiectoria de echilibru. Accelerarea se face numai de către câmpul de radiofrecvență.

Extracția fasciculului accelerat se poate face producând anumite abateri ale traiectoriei particulei de la orbita de echilibru. Astfel, dacă se întrerupe accelerarea iar inducția continuă să crească, fasciculul se deplasează spre interior putând fi folosit pentru a ciocni o țintă așezată în interiorul camerei de accelerare. Invers, continuând accelerarea după expirarea timpului de creștere a inducției, raza orbitei crește și fasciculul poate fi trimis pe o țintă așezată la periferia camerei sau extras în exterior.

10.5.4 Sincrotronul de protoni cu focalizare slabă

Sincrotronul de protoni are o construcție asemănătoare cu a sincrotronului pentru electroni. Electromagnetul care crează câmpul magnetic de ghidaj are forma unei coroane circulare și este întrerupt în anumite porțiuni pentru a permite conectarea sistemelor de vidare, de injectare, de accelerare și de extragere a fasciculului accelerat. Protonii devenind relativiști abia la câțiva GeV, viteza crește în timpul accelerării și, ca urmare, frecvența tensiunii alternative trebuie să crească în mod corespunzător pentru a menține condiția de rezonanță. Pentru ca variațiile de frecvență necesare să fie mici, trebuie ca energia particulelor la injecție să fie mare. De aceea, se utilizează

preacceleratori ce sunt în general acceleratori liniari. De asemenea și intensitatea câmpului de ghidaj trebuie să crească odată cu energia, pentru a menține particulele pe orbita de rază constantă. Indicele de câmp are valori cuprinse între 0,5 și 0,8. Aceasta face ca amplitudinea oscilațiilor betatronice să fie relativ mare. Amplitudinea oscilațiilor în jurul poziției de echilibru a orbitei dictează dimensiunile camerei de accelerare.

Camera de accelerare are formă toroidală cu anumite porțiuni liniare ca și în cazul sincrotronului pentru electroni. Datorită focalizării slabe din sincrotronul pentru protoni, dimensiunile secțiunii transversale a torului sunt mari, diametrul secțiunii fiind de 40-50 cm. Din cauza lungimii mari a parcursului particulelor (cam de aceiași lungime cu perimetrul Pământului la ecuator), este important ca vidul din camera toroidală să se mențină la o valoare mare (10^{-6} torr). Pentru electromagneți convenționali, care acoperă 75% din orbită, cu B = 1,5 Tesla, pentru a accelera protoni până la energia de 450 GeV este necesar ca sincrotronul să aibă un diametru de 2,2 Km. Utilizarea magneților supraconductori cu B de 5-6 ori mai mare a permis ca, într-un sincrotron de aceeași rază, să se obțină energii proporțional mai mari.

Accelerarea protonilor în sincrotron se bucură de stabilitate de fază pe porțiunea descrescătoare a tensiunii de accelerare.

Energia protonilor la extracție se poate calcula plecând de la expresia vitezei unghiulare:

$$\omega_{rot} = \frac{qB}{m}\cdot\frac{c^2}{c^2} = \frac{qBc^2}{W},$$

unde W este energia totală a particulei. Astfel

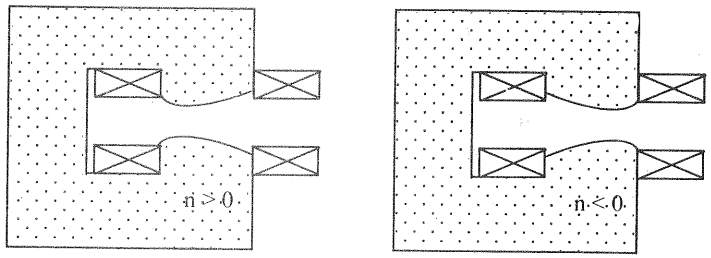
$$W = \frac{qBc^2}{\omega_{rot}} = \frac{qBc^2}{v}r \qquad (10.38)$$

de unde se vede clar că, pentru a obține energii mari, trebuie să se construiască acceleratori cu rază mare. În condițiile unei focalizări slabe, deci a unei secțiuni transversale mari a camerei de accelerare, ce trebuie acoperită de magneți, acceleratorii devin foarte costisitori. De exemplu, un sincrotron care să accelereze protoni până la 30 GeV necesită un magnet de 100.000 tone și un preț exorbitant.

10.5.5. Sincrotronul cu focalizare puternică

Plecând de la ideea că un set de două lentile, una convergentă iar alta divergentă are în final un efect de focalizare a fasciculului, o serie de fizicieni, *Christofilos, Courant, Livingstone, Snyder* și *Blewett,* au propus o metodă care

să asigure o focalizare puternică a fasciculului de particule în interiorul camerei de accelerare. Metoda constă în construirea magnetului din segmente care, în



(a) (b)

Fig. 10.10

mod alternativ, au indice de câmp mare pozitiv (Fig.10.10 a) și, respectiv, mare dar negativ (Fig.10.10 b). Ca urmare, în primul segment se va realiza o focalizare verticală puternică si o defocalizare orizontală, iar efectul celui de al doilea segment va fi invers. Rezultatul va consta într-o focalizare a fasciculului. Datorită faptului că gradienții câmpului magnetic creat de segmentele vecine ale eletromagnetului au semn opus, această metodă se numește *metoda focalizării cu gradient alternant*. În astfel de instalații, indicii de câmp au valori de pâna la 300. Datorită focalizării puternice a fasciculului, dimensiunile transversale ale camerei de accelerare sunt mult mai mici, ceea ce necesită magneți de dimensiuni mai mici. De exemplu, un sincrotron cu gradient alternant ce accelerează protoni până la 30 GeV, necesită un magnet de 4.000 tone față de 100.000 tone în cazul sincrotronului cu gradient constant. De la descoperirea acestei metode de focalizare, toate sincrotroanele folosesc gradienți alternanți ce permit obținerea de energii de 5.10^{11} eV.

10. 6. Acceleratorii liniari

Acceleratorii circulari devin nerentabili la energii foarte mari datorită pierderilor de energie prin radiație. De asemenea, acceleratorii circulari necesită câmpuri magnetice foarte puternice atunci când se dorește accelerarea ionilor grei. Aceste două inconveniente nu se întâlnesc la acceleratorii liniari.

Acceleratorii liniari pot fi cu accelerare continuă sau cu accelerare periodică în anumite regiuni din spațiu.

10.6.1. Multiplicatorul de tensiune Cockroft-Walton

Primul accelerator cu accelerare continuă a fost construit de *Cockroft* și *Walton* în 1930 sub forma unui multiplicator de tensiune cu ajutorul unor redresori și capacitori (Fig.10.11). El funcționează în felul următor: Când B este pozitiv în raport cu A, C_1 se va încărca prin dioda BC la tensiunea maximă V. Dacă D este la un potențial mai mic decât C, atunci curentul va curge prin CD și va tinde să încarce C_2 și să asigure curent pentru dioda DE în funcție de potențialul existent pe C_2 și de diferența de potențial pe DE. Când B este negativ în raport cu A, diferența de potențial pe CB este $+V$ de la C_1 și $+V$ de la secundarul transformatorului, adică C_2 se va încărca până la $2V$ prin dioda CD, dioda BC neconducând datorită polarizării inverse. Similar, când B este pozitiv în raport cu A, tensiunea pe DC este $+2V$ de la C_2, $-V$ de la secundarul transformatorului și $+V$ de la C_1, adică C_3 va tinde să se încarce până la $2V$ prin dioda DE. Între E și A se stabilește o diferență de potențial de $3V$, adică V înmulțit cu numărul de redresori. Practic această diferență de potențial este puțin mai mică datorită pierderilor.

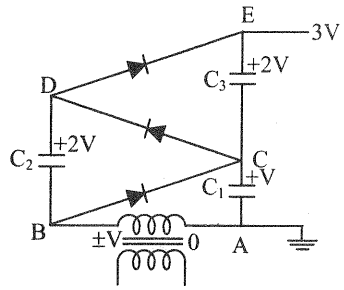


Fig. 10.11

Astfel de sisteme se utilizează în prezent pentru preaccelerarea particulelor ce sunt injectate în acceleratorii de energie mare.

10.6.2. Acceleratorul Van de Graaff

Acceleratorul Van de Graaff (inventat in 1931) constă, în principiu, dintr-o sferă încărcată prin intermediul unei benzi izolatoare ce transportă sarcini electrice. La un capăt, banda este încărcată electric fiind în contact cu o perie metalică menținută la aproximativ 30 kV. La celălalt capăt, banda intră într-o cavitate sferică conductoare iar sarcinile sunt cedate cavității printr-un dispozitiv asemănător cu cel ce încarcă banda (Fig.10.12a). Tubul de accelerare (vidat) este conectat între sferă și pământ. Diferența de potențial de accelerare se aplică în trepte, prin intermediul unor electrozi sub formă de discuri, conectați prin inermediul unui șir de rezistențe. S-au obținut gradienți axiali de tensiune de 2 MV/m. Sursa de ioni pozitivi se plasează la capătul cu tensiune înaltă iar ionii sunt accelerați cu ajutorul succesiunii de discuri. Pentru a preveni descărcarea corona, întreg sistemul este închis într-o incintă în care se găsește un gaz (azot cu un mic procent de freon sau hexaflorură de sulf) la o presiune de până la 100 atmosfere.

În tandemul de acceleratori Van de Graaff se utilizează un singur terminal la potențial pozitiv înalt pentru a atrage mai întâi ionii negativi ce provin de la o sursă de ioni situată la potențialul pământului și apoi pentru a

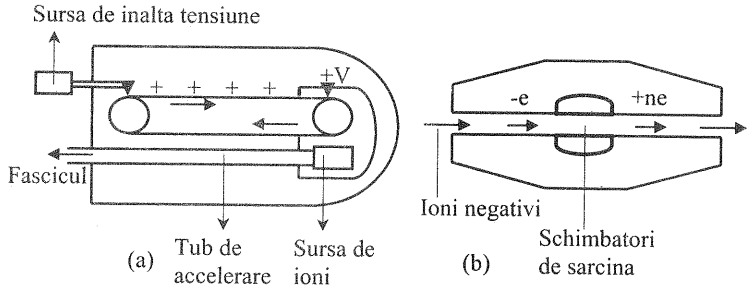


Fig. 10.12

respinge spre potențialul pământului ionii pozitivi obținuți în urma schimbării de sarcină a ionilor negativi accelerați. Schimbarea de sarcină se face trecând ionii negativi accelerați printr-un gaz care îi "dezbracă" de doi sau mai mulți electroni (Fig.10.12b). Energia obținută în final depinde de numărul de sarcini electrice a ionilor. Se pot utiliza mai multe astfel de sisteme în serie permițând obținerea unor energii mari.

10.6.3. Aceleratorul liniar cu tensiune alternativă

Sistemul de accelerare liniară cu ajutorul unei tensiuni de radiofrecvență a fost inventat de *Wideroe* în 1928 și, în mod independent, de *Sloane* și *Lawrence* în 1931. Acesta constă dintr-o serie de tuburi de drift, cu lungimi crescătoare, așezate coliniar, și conectate în mod alternativ la cele două borne

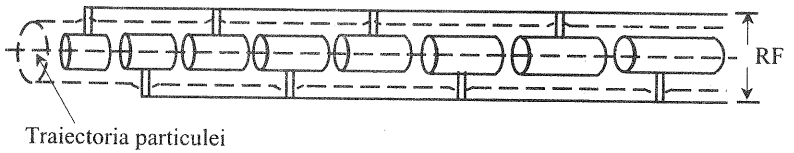


Fig. 10.13

ale unei surse tensiune de radiofrecvență (Fig.10.13). Accelerarea se face în spațiul dintre tuburi iar în interiorul tubului particula încărcată se mișcă cu viteză constantă. Pentru a fi accelerată de fiecare dată când trece prin spațiul dintre tuburi, particula trebuie să găsească, la ieșirea din tub, polaritatea și valoarea

corespunzătoare a diferenței de potențial dintre cele două tuburi. Aceasta se realizează dacă timpul petrecut de particulă în interiorul tubului de drift $t = l_i/v_i$ este egal cu jumătate din perioada tensiunii alternative de accelerare:

$$\frac{l_i}{v_i} = \frac{T}{2}, \tag{10.39}$$

l_i și v_i fiind lungimea tubului i și respectiv viteza particulei în acest tub. Astfel,

$$l_i = \frac{T}{2} v_i = \frac{1}{2\nu} v_i = \frac{\lambda}{2} \frac{v_i}{c}. \tag{10.40}$$

La trecerea prin spațiul de accelerare, particula câștigă energia $\Delta W = qV$, iar la sfârșitul accelerării, energia câștigată de particulă va fi $W_n = n\Delta W$, unde n este numărul tuburilor de drift. Scriind energia la ieșirea din ultimul tub sub forma

$$W_n = \frac{1}{2} m v_n^2,$$

obținem viteza particulei la ieșirea din tubul n:

$$v_n = \sqrt{\frac{2n\Delta W}{m}}. \tag{10.41}$$

Lungimea pe care trebuie să o aibă acest tub pentru ca particula să aibă energia dorită este

$$l_n = \frac{T}{2} \sqrt{\frac{2n\Delta W}{m}}. \tag{10.42}$$

Din cele de mai sus rezultă că, pentru a obține energii mari, sunt necesari acceleratori de lungimi mari. Construirea lor ridică mari probleme tehnice.

Accelerarea particulelor în acceleratorul liniar se bucură de *stabilitate de fază* pe porțiunea crescătoare a tensiunii de accelerare (Fig.10.14). Valoarea acestei tensiuni poate fi scrisă sub forma $U_s = U_{max} \sin\varphi_s$. Energia pe care o câștigă particula la trecerea prin spațiul de accelerare este $\Delta W = qU_s$. Particula care va găsi în toate spațiile de accelerare valoarea U_s a tensiunii de accelerare va primi de fiecare dată aceeași energie și, în final, va avea energia $W = nqU_s$. O astfel de particulă se numește particulă sincronă. O particulă ce pătrunde mai repede în spațiul de accelerare găsește o valoare mai mică a tensiunii de accelerare și, ca urmare, va fi accelerată mai puțin. Ei îi va trebui un timp mai lung pentru a străbate cilindrul următor, $\Delta t_1 > \Delta t_s$, ajungând astfel în spațiul de accelerare mai aproape de faza corespunzătoare particulei sincrone. Particula care intră în spațiul de accelerare mai târziu decât particula sincronă găsește o valoare mai mare a tensiunii de accelerare. Ea va fi accelerată mai mult și va necesita un timp mai scurt, $\Delta t_2 > \Delta t_s$, pentru a străbate cilindrul următor. Va ajunge în următorul spațiu de accelerare la o tensiune mai apropiată de cea

corespunzătoate particulei sincrone. În felul acesta, apar oscilații de fază în jurul fazei stabilită pentru accelerarea particulei în acceleratorul liniar.

Stabilizarea radială a orbitei particulei în acceleratorul liniar se realizează la trecerea particulei prin spațiul de accelerare unde ea urmează liniile

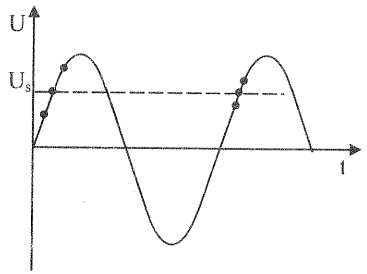


Fig. 10.14

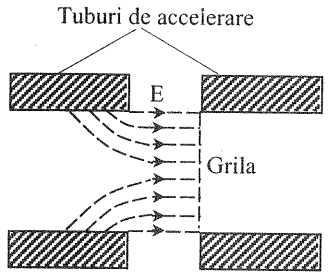


Fig. 10.15

de câmp. În prima jumătate, forța va fi focalizantă iar în a doua va fi defocalizantă. Deoarece pe durata accelerării valoarea tensiunii crește, efectul defocalizant va fi mai mare. Pentru a înlătura acest lucru, la intrarea în fiecare cilindru s-a introdus o grilă care schimbă direcția liniilor de câmp electric, ca în Fig.10.15. Acest sistem are însă dezavantajul de a micșora intensitatea fasciculului de particule deoarece o parte sunt reținute de grile. În acceleratorii moderni, focalizarea se realizează cu ajutorul unor magneți cuadrupolari ce crează câmpuri cu gradient alternant în interiorul tuburilor de drift.

Pentru injectarea particulelor în acceleratorul liniar, se utilizează un injector Cockroft-Walton. Energia la injecție este de 500KeV-1MeV.

Acceleratorii liniari moderni utilizează pentru accelerarea particulelor ghiduri de undă în care puterea de radiofrecvență (cu frecvențe până la 3000 MHz) injectată produce un câmp electric unidirecțional în lungul întregii cavități. Se pot forma unde staționare sau unde călătoare. Pentru ca o particulă să fie accelerată, ea trebuie să se deplaseze cu o viteză egală cu viteza de fază a undei.

10.7. Metoda fasciculelor încrucișate

Costurile de construcție și funcționare a acceleratoarelor sunt proporționale cu energia particulelor iar, în unele cazuri, cresc mai repede decât aceasta. Pe de altă parte pentru fizicieni este importantă energia particulei în sistemul centrului de masă proiectil-țintă. La ciocnirea particulei proiectil cu o particulă țintă, aflată în repaus, o parte din energia ei cinetică este transferată

țintei sub formă de energie cinetică și numai o parte este utilizată pentru producerea unei reacții nucleare. Pentru a utiliza cât mai mult din energia particulei pentru producerea reacției, se utilizează așa numita metodă a fasciculelor încrucișate. Metoda constă în ciocnirea a două fascicule de particule (particulele proiectil și particulele țintă) care se mișcă pe aceeași direcție dar în sensuri opuse. Pentru a vedea avantajul acestei metode, să considerăm ciocnirea între doi protoni în sistemul de referință al laboratorului în care un proton este în repaus iar celălalt are energia cinetică W_L. Considerăm apoi ciocnirea frontală a celor doi protoni în condițiile când ambii au aceeași energie cinetică, pe care o vom nota cu W_{CM}. În al doilea caz, ciocnirea are loc în sistemul de referință al centrului de masă și întreaga energie cinetică este utilizată pentru realizarea reacției. Pentru a găsi o relație între cele două energii, vom face un calcul foarte aproximativ plecând de la invariantul relativist scris pentru ciocnirea particulelor în cele două sisteme de referință.

$$\left|\sum (W_i)^2 - \left(\sum \vec{p}_i\right)^2 c^2\right|_{SL} = \left|\sum (W_i)^2 - \left(\sum \vec{p}_i\right)^2 c^2\right|_{CM} \qquad (10.43)$$

La ciocnirea în sistemul de referință al laboratorului, situația se prezintă astfel: particula proiectil are energia totală W_1, impulsul p_1 , energia de repaus W_0 și energia cinetică W_L. Particula țintă are energia totală egală cu energia de repaus W_0, impulsul și energia cinetică zero. La ciocnirea în sistemul de referință al centrului de masă, cele două particule au aceeași energie totală W_{CM}, iar rezultanta impulsurilor este zero. Ca urmare, relația (10. 43) devine:

$$(W_1 + W_0)^2 - p_1^2 c^2 = (2W_{CM})^2, \qquad (10.44)$$

de unde rezultă:

$$1 + \frac{W_1}{W_0} = 2\left(\frac{W_{CM}}{W_0}\right)^2 \quad \text{sau} \quad \frac{W_L}{W_0} = 2\left[\left(\frac{W_{CM}}{W_0}\right)^2 - 1\right]. \qquad (10.45)$$

În ultima relație am scris $W_1 = W_L + W_0$. Aproximând energia de repaus a protonului cu 1GeV, rezultă că, dacă pentru producerea unei anumite reacții cu două fascicule încrucișate de protoni este necesară o energie cinetică de 40GeV, pentru producerea aceleeași reacții când ținta este în repaus ar fi necesară o energie cinetică a protonilor proiectil de aproximativ 3200 GeV.

Este clar că această metodă este mult mai avantajoasă din punct de vedere energetic dar, pentru a mări probabilitatea de ciocnire dintre particulele

celor două fascicule, este neesar ca intensitatea lor să fie mult mai mare decât în cazul țintei în repaus care are concentrație mare. Pentru aceasta, s-au realizat așa numitele inele de stocare în care sunt injectate mai multe fascicule de particule,

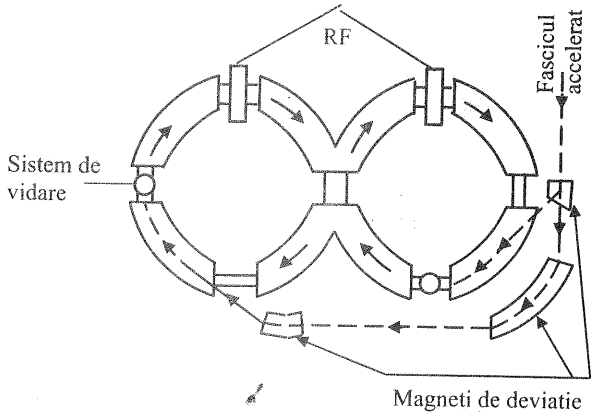


Fig. 10.16

accelerate în acceleratori puternici, până se obține un flux suficient de intens de particule care sunt apoi dirijate să se ciocnească cu un alt flux stocat în alt inel de stocare sau în același inel pe o altă orbită. În Fig.10.16) sunt desenate două inele de stocare tangente. Regiunea de tangență este și regiunea de interacțiune. După acumularea unui flux intens de particule, în fiecare inel, acestea sunt deviate de la traiectorie în regiunea de contact având posibilitatea de a se ciocni frontal. Pentru a compensa pierderea de energie sub formă de energie de frânare, inelele sunt prevăzute cu un sistem de accelerare cu radiofrecvență (ca la sincrotron). Toate acceleratoarele moderne, liniare sau circulare, sunt prevăzute cu câte un inel de stocare în care se accelerează particule cu sarcini opuse (electroni-pozitroni, protoni-antiprotoni).

Întrebări

1. Deduceți "legea ½" pentru funcționarea betatronului.
2. Analizați condițiile de realizare a stabilității axiale și radiale în betatron.
3. Care este principiul de funcționare a ciclotronului ?
4. Cum se realizează stabilitatea orbitei în ciclotron ?
5. Care este principiul de funcționare a sincrociclotronului ?

6. Care este principiul de funcționare a sincrotronului ?
7. Discutați stabilitatea de fază a orbitei în sincrotron și în sincrociclotron.
8. Faceți o paralelă între funcționarea sincrotronului pentru electroni și a celui pentru protoni.
9. Cum se poate realiza focalizarea puternică în sincrotron ?
10. Ce acceleratori liniari cunoașteți și care este principiul de funcționare a acestora ?
11. Cum se poate asigura stabilitatea orbitei și a energiei în acceleratorul liniar cu tensiune alternativă ?
12. În ce constă metoda fasciculelor încrucișate ? Care sunt avantajele și dezavantajele unei astfel de metode ?

BIBLIOGRAFIE

1. Araro F. şi I.Perlamn , "***Table of Alpha-Desintegration Energies of the Heavy Elements***", Revs. Mod.Phys. 26, 456 (1954); 29, 831 (1957)
2. Altmann M. F., R.L Mössbauer, L. J. N. Oberauer, "***Solar Neutrinos***" Rep. Prog. Phys. **64** (2001) 97-146
3. Ashby Neil, Stanley C.Miller "***Principles of Modern Physics***" Holden-Day, Inc., San Francisco, Cambridge, London, 1970, 513
4. Ajzenberg-Selove F., ed., "***Nuclear Spectroscopy***" Academic Press, New york, 1960.
5. Bethe H.A. "***The Range -Energy Relations for Slow Alfa-Particles and Protons in Air***" Rev. Mod. Phys. 22 (1950) 213.
6. Born M., "***Fizica atomică***",Ed. Ştiinţifică, Bucureşti, 1973
7. Brigg G. H., "***Energies of Natural alfa Particles***", Rev. Mod. Phys. **26** (1954) 1.
8. Breit G. şi E. Wigner "***Capture of slow neutrons***" Phys. Rev. **49** (1936) 519
9. Burge E. J., "***Atomic Nuclei and Their Particles*** " Clarendon Press, Oxford, 1988, 208p
10. Blasi P. and R.A.Ricci, Ed., "***Proceedings of the International Conference on Nuclear Physiscs*** "(Vol 2) Tipografia Compositori-Bologna, 1983, 801p
11. Blatt J. M. , V. F. Weisskopf, "***Theoretical Nuclear Physics***" Wiley, New York,1952
12. Bethe H. A. J. Ashkin, "***Passage of Radiation Through Matter***" in "***Experimental Nuclear Physics***" vol. I, E. Segrè, ed.,Wiley, New York, 1953.
13. Cecal Alexandru "***Radiochimie***" , Centrul de multiplicare al Institutului Politehnic, Iasi, 1979.
14. Charpak G., "***Electronic imaging of ionizing radiation with limited avalanches in gases***" Rev. Mod. Phys. **65** (1993) 591-598
15. Cohen Bernard L. "***Concepts of nuclear physics***" McGraw-Hill Book Compamy, New York, St. Louis, San Francisco, 1971, 435
16. Cohen Leon, "***Time-Fequency Analysis***" Prentice Hall PTR, New Jersey, 1995
17. Eisberg Robert, Robert Resnick "***Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei and Particles***" John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, Toronto, 1974.
18. Evans R. D., "***The Atomic Nucleus***" McGraw-Hill, New York, 1955

19. Fenyves E., O. Haiman, "***The physical principles of nuclear radiation measurements***", Académiai Kiadó, Budapest,1969
20. Gamow George, John M. Cleveland, "***Physics Foundations and Frontiers***", Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1969, 590p
21. Ghoshal S.N., "***An Experimental Verification of the Theory of the Compound Nucleus***" Phys. Rev.**80** (1950) 939
22. Goeppert - Mayer Maria, J. Hans D. Jensen "***Elementary Theory of Nuclear Shell Structure***" John Wiley & Sons, New York, 1955.
23. Greene D., "***Linear Accelerators for Radiation Therapy***", Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia in collaboration with the Hospital Physicists Association, 1986, 194p
24. Guillien Robert "***Physique nucleaire appliquee***" Editions Eyrolles 61, boulevard Saint-Germain Paris V^{e} , 1963, 744p
25. Günther Harold, "***NMR SPECTROSCOPY. Basic Principles, Concepts and Aplications in Chemistry***", John Wiley & Sons, Chichester, New York, Brisbane, Toronto, Singapore, 1995.
26. Hamma G.C. "***Aplha Radioactivity***" în *Experimental Nuclear Physics*, ed.E.Segrè, New York; Wiley, 1959 vol III, part.IX
27. Heenen P. H., W. Nazarewicz, "***Quest for superheavy nuclei***" Europhysics News, **33**/1(2002)5-9
28. Hewitt Paul G. "***Conceptual Physics*** " Little, Brown and Company,1985.
29. Hofmann S., G. Münzenberg, "***The discovery of the heaviest elements***" Rev. Mod. Phys. **72** (2000) 733 – 767
30. Holloway M.G., M.S.Livingston "***Range and Specific Ionization of Alfa Particles***" Phys.Rev.**54** (1938)18.
31. James J.F. "***A Student's Guide to Fourier Transforms wih Applications in Physics and Engineering***" Cambridge University Press,1996
32. G. A. Jones "***The Properties of Nuclei*** " Clarendon Press, Oxford, 1987, 193
33. Kaplan Irving "***Nuclear Physics*** ", Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Readind, Massachusetts –Palo Alto London, 1964, 770p
34. Knoll Glenn F., "***Radiation detection and measurement*** ", John Wiley & Sons Inc., New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1989, 754
35. Kopfermann Hans "***Nuclear Moments***" Academic Press Inc. Publishers, New York, 1958, 505
36. Krane K. S., "***Introductory Nuclear Physics***" John Wiley & Sons, New York, 1987
37. M.S.Livingston, H.A.Bethe, Rev. Mod. Phys. **9** (1937) 245

38. Malearov V. V. "***Bazele teoriei nucleului atomic***", Editura Tehnică Bucureşti, 1961, 414
39. Marion Jerry B., "***Physics and the Physical Universe***", John Wiley & Sons Inc., New York, London, Sydney, Toronto, 1971, 694p
40. Marmier Pierre, Eric Sheldon "***Physics of nuclei and particles*** "(vol I, II, III) Academic Press, New York and London, 1969, 809
41. McCarthy I. E., "***Introduction to nuclear theory***", John Wiley & Sons Inc. New York London Sydney Toronto, 1968, 555p
42. McMillan E. M., "***Particle Acceleration***" in "***Experimental Nuclear Physics***" vol.III, E. Segrè, ed., Wiley, New York,1959
43. Михайлов В.М. О.Е.Крафт "***Ядерная Физика***", Ленинград Издательство ленинградского университета, 1988, 327p
44. Muhin K. N. "***Fizică nucleară experimentală***" (Vol I), Editura Tehnică, Bucureşti, 1981, 613p
45. Murgulescu G., J. Păun "***Introducere în chimia fizică*** (Vol I,3) ***Nucleul atomic, reacţii nuclare, particule elementare***", Ed. Academiei Replublicii Socialiste România, Bucureşti, 1982, 604p
46. Oppenheimer J. R. "***Lectures on Electrodynamics***" Gordon and Breach Science Publishers, New York,1970
47. Panofsky W. K. H., M. Breidenbach, "***Accalerators and detectors***" Rev. Mod. Phys. **71** (1999) S121-S132
48. Perlman J. , Ghiorso, G. I. Seaborg, "***Systematics of Alpha-Radioactivity***", Phys. Rev. 77 (1950) 26
49. Perlman, J. O Rasmussen, "***Alpha Radioactivity***" in "***Handbuch der Physik***", **42**, Springer Verlag, Berlin, 1957, pp 109-204.
50. Preston M. A., "***Physics of the nucleus***", Addison-Wesley Publishing Company, Inc. Reading, Massachusetts, 1964, 574p.
51. Price W. J., "***Nuclear Radiarion Detection***", Mc. Graw-Hill, New york, 1964.
52. Rinck, A. Peter "***Magnetic Resonance in Medicine***"Blackwel Scientific Publications, Oxford, London, 1993.
53. Roy R.R., B.P.Nigam "***Nuclear Physics. Theory and Experiment***" John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, 1967, 616p
54. Sanielevici A. "***Radioactivitata (Fenomene şi legi generale)"*** Vol. I, Editura Academiei Republicii Populare Române, 1956, 254
55. Şanielevici Alexandru, Dragoş Bogdan, "***Structura nucleului atomic şi tranziţiile de radioactive***", Editura Academiei Republicii Populare Române, 1958, 471

56. Segrè E., "***Radioactive Decay***" in "***Experimental Nuclear Physics***" vol.III, E. Segrè, ed., Wiley, New York,1959.
57. Segrè Emilio "***Nuclei and Particles*** " W.A.Benjamin, Inc. Advanced Book Program Reading, Massachusetts London Amsterdam Don Mills, Ontario Sydney Tokyo, 1977, 996p
58. Segrè E., "***The discovery of nuclear fission***", Phys. Today, **42** (1989) 38-43
59. Shirokov Yu.M. and N.P.Yudin "***Nuclear Physiscs*** (Vol-I)" Mir Publishers, Moscow, 1982, 445p
60. Siegbahn K., ed., "***Beta- and Gamma- Ray Spectroscopy***" North Holland Publishing Co., Amsterdam, Interscience, New York, 1955.
61. Strominger D., J. M. Hollander şi G.Î.Seaborg "***Table of Isotopes***" Revs. Mod. Phys. **30** (1958) 585-904
62. Ţibu M., "***Fizica atomului şi moleculei***" partea I, Centrul de multiplicare al Univ. "Al. I. Cuza", Iaşi,1985
63. Ioan Ursu "***Energia atomică***" Editura Ştiinţifică, Bucureşti, 1973, 548.
64. Wattenberg, "***The birth of nuclear age***" Phys. Today, **46** (1993) 44-51
65. Wilkinson D. H. "***Ionization Chambers and Counters***", Cambridge University Press, Cambridge,1950.
66. Yuan Luke C.L., Chien-Shiung Wu, "***Methods of Experimental Physics (Vol.5) Nuclear Physics (Part A)***", Academic Press New York and London, 1961, 733p
67. Yuan Luke C.L., Chien-Shiung Wu, "***Methods of Experimental Physics (Vol.5) Nuclear Physics (Part B)***", Academic Press, New York and London, 1961, 886p
68. * * *"***Nuclear treasure island***" CERN Courier, **39** (1999)18-20

ANEXA

Constante utile

Viteza luminii în vid $c = 2{,}998 \cdot 10^{8}$ m/s
Sarcina electrică a electronului $e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C
Constanta lui Planck $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ J·s
$\hbar = h/2\pi = 1{,}055 \cdot 10^{-34}$ J·s
$= 0{,}6582 \cdot 10^{-15}$ eV·s
Constanta lui Boltzmann $k = 1{,}381 \cdot 10^{-23}$ J/K
$= 8{,}617 \cdot 10^{-5}$ eV/K
Numărul lui Avogadro $N_A = 6{,}023 \cdot 10^{23}$/mol
Constanta din legea lui Coulomb $1/4\pi\varepsilon_0 = 8{,}988 \cdot 10^{9}$ N·m^2/C^2
Masa de repaus a electronului $m_e = 9{,}109 \cdot 10^{-31}$ Kg $= 0{,}511$ MeV/c^2
Masa de repaus a protonului $m_p = 1{,}672 \cdot 10^{-27}$ Kg $= 938{,}3$ MeV/c^2
Masa de repaus a neutronului $m_n = 1{,}675 \cdot 10^{-27}$ Kg $= 939{,}6$ MeV/c^2
Unitatea de masa atomică ($^{12}C \equiv 12$) $u = 1{,}661 \cdot 10^{-27}$ Kg $= 931{,}5$ MeV/c^2
Magnetonul Bohr $\mu_B = e\hbar/2m_e = 9{,}27 \cdot 10^{-24}$ J/Tesla
Magnetonul nuclear $\mu_N = e\hbar/2m_p = 5{,}05 \cdot 10^{-27}$ J/Tesla
Raza Bohr $r_0 = 4\pi\varepsilon_0\hbar^2/m_e e^2 = 5{,}29 \cdot 10^{-11}$ m $= 0{,}529$ Å
Lungimea de unda Compton a electronului $\lambda_C = h/m_e c = 2{,}43 \cdot 10^{-12}$ m
$= 0{,}0243$ Å
Lungimea de unda Compton a protonului $\lambda_C = h/m_p c = 1{,}321 \cdot 10^{-15}$ m
Constanta structurii fine $\alpha = e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar c = 7{,}3 \cdot 10^{-3} \cong 1/137$
Constanta atractiei gravitationale $G = 6{,}67 \cdot 10^{-11}$ m^3/Kg·s^2
1Fermi $= 10^{-15}$ m
1inch $= 0{,}0254$ m
1 foot $= 0{,}3048$ m
1 mila $= 1{,}609 \cdot 10^{3}$ m
1barn $= 10^{-24}$ cm^2
kT la temperatura camerei, $k \cdot 300K = 0{,}0258$eV $\cong 1/40$ eV
1J $= 6{,}242 \cdot 10^{18}$ eV
1eV $= 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ J

TIPARUL EXECUTAT LA
IMPRIMERIA EDITURII UNIVERSITĂȚII
„ALEXANDRU IOAN CUZA" DIN IAȘI
[redacted]
e-mail: editura_uaic@mail.com

Format: 61×86/16
Coli tipo: 25
Apărut: 2003
Comanda: 1.418